

# Magnetooptische Untersuchungen an ferromagnetischen GaMnAs-Epitaxieschichten

Von der Universität Bayreuth  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte Abhandlung

von

**Ralf Lang**

geboren am 29. November 1975 in Naila

1. Gutachter:	Prof. Dr. H. Pascher
2. Gutachter:	Prof. Dr. A. Seilmeier

Tag der Einreichung:	11.01.2006
Tag des Kolloquiums:	26.06.2006



Diese Arbeit

ist

meinem Großvater

KARL HORNFECK

(1913 - 1996)

gewidmet.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>GaMnAs-Proben</b>	<b>5</b>
2.1	Basismaterial GaAs . . . . .	5
2.2	Mangan als Legierungsbestandteil . . . . .	10
2.2.1	Die elektronische Struktur von Mn in GaMnAs . . . . .	13
2.2.2	Phasendiagramme von GaMnAs . . . . .	17
2.3	GaMnAs-Volumenkristalle . . . . .	22
2.4	GaMnAs-Epitaxieschichten . . . . .	23
2.4.1	GaMnAs/GaAs . . . . .	24
2.4.2	GaMnAs/GaInAs . . . . .	25
2.5	Getemperte Proben . . . . .	25
2.6	Probenliste . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Magnetismus im Festkörper</b>	<b>29</b>
3.1	Allgemeines . . . . .	30
3.2	Paramagnetismus . . . . .	31
3.3	Ferromagnetismus . . . . .	35
3.3.1	Die klassische Dipol-Dipol-Wechselwirkung . . . . .	35
3.3.2	Heisenberg-Modell . . . . .	36
3.3.3	Die Weiß'sche Molekularfeld-Näherung . . . . .	38
3.3.4	Curie-Weiss-Gesetz . . . . .	39
3.3.5	Indirekte RKKY-Wechselwirkung . . . . .	41
3.3.6	Existenz von Domänen . . . . .	44
3.3.7	Die Hysterese-Schleife . . . . .	48
3.3.8	Anisotropie . . . . .	50
3.4	Ferromagnetische Halbleiter . . . . .	54

3.4.1	Direkte Mn-Mn Wechselwirkung . . . . .	54
3.4.2	sp-d Wechselwirkung im GaMnAs . . . . .	55
3.4.3	Aufspaltung der Bänder . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Die dielektrische Funktion</b>	<b>59</b>
4.1	Allgemeines . . . . .	59
4.2	Einfluss der freien Ladungsträger . . . . .	60
4.3	Die Modell-dielektrische Funktion eines Halbleiters . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>65</b>
5.1	Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE) . . . . .	65
5.1.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	67
5.1.2	Messverfahren . . . . .	69
5.1.3	Eichung des Kerr-Drehwinkels . . . . .	72
5.1.4	Einfluss der Fenster des Kryostaten . . . . .	74
5.1.5	Theorie des polaren Kerr-Effektes . . . . .	75
5.2	Magnetischer Zirkular-Dichroismus . . . . .	77
5.3	MOKE bei nicht senkrechtem Lichteinfall . . . . .	78
5.3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	78
5.3.2	Theoretische Betrachtungen zum nicht-senkrechten Lichteinfall	80
5.3.3	Zusammenspiel der drei Effekte . . . . .	82
5.4	Faraday-Effekt . . . . .	84
5.5	Kohärente Raman-Spektroskopie . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Anpassungsrechnungen</b>	<b>89</b>
6.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	89
6.2	Programmablauf . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Experimentelle Resultate und deren Deutung</b>	<b>93</b>
7.1	Analyse der MOKE-Hystereseschleifen . . . . .	94
7.1.1	GaMnAs/GaInAs-Epitaxieschichten . . . . .	94
7.1.2	GaMnAs/GaAs-Epitaxieschichten . . . . .	106
7.2	Magnetfeldabhängige MCD-Messungen . . . . .	118
7.2.1	GaMnAs/GaInAs-Epitaxieschichten . . . . .	118
7.2.2	GAMnAs/GaAs-Epitaxieschichten . . . . .	119
7.3	Spektrale Abhängigkeit der Kerr-Drehung . . . . .	120
7.3.1	Messungen und Anpassungsrechnungen . . . . .	121

7.3.2	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen . . . . .	125
7.3.3	Das Vorzeichen von $\mathbf{N}_0\beta$ . . . . .	128
7.4	Niveau-Schema von GaMnAs . . . . .	132
7.5	Kerr-Effekt bei Lichteinfall unter $\Phi=45^\circ$ . . . . .	134
7.5.1	GaMnAs/GaInAs-Proben . . . . .	134
7.5.2	GaMnAs/GaAs-Proben . . . . .	135
7.6	Ergebnisse der Kohärenten Raman-Streuung . . . . .	139
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>143</b>
<b>9</b>	<b>Abstract</b>	<b>147</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

Wenn man der Aussage von Gordon E. Moore, einem Mitbegründer der Firma Intel, Glauben schenken darf, dann verdoppelt sich die Transistorendichte auf integrierten Schaltkreisen jedes Jahr [1]. Diese Aussage Moores ist allgemein auch als „Moore’s Law“ bekannt, und scheint sich seit der Entwicklung integrierter Schaltkreise bewahrt zu haben. Seit Gordon E. Moore diese Prognose 1965 stellte, hat sich in der Tat die Zahl der Transistoren pro Fläche auf integrierten Schaltkreisen - bis auf leichte Abweichungen - alle 12 bis 18 Monate verdoppelt. Experten, darunter auch Moore selbst, halten ein Anhalten dieses Trends auch für die beiden kommenden Dekaden für realistisch.

Doch ist eine stetige Zunahme - unabhängig von der Verdopplungszeit von einem Jahr - realistisch? Kann man eine immerwährende Zunahme von Speicherdichte und Rechenleistung erwarten?

Mit Sicherheit haben in der Vergangenheit etablierte Techniken und Systeme immer wieder ihre Grenzen erreicht und mussten durch neue, zu ihrer Zeit innovative Methoden, ersetzt werden, bis diese auch wieder an ihre Grenzen stießen. Wo befinden wir uns heute? Mit Sicherheit wird auch die heutige Technologie in der Datenverarbeitung und -speicherung wieder ihre Grenzen finden. Welche Methoden sind angedacht, diese Grenze weiter zu verschieben, hin zu noch höherer Speicherdichte und hin zu noch schnelleren Prozessoren? Welche Technologien gelten in der Computerindustrie als die Technologien „von morgen“?

Seit weniger als einem Jahrzehnt taucht sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der angewandten Physik das Schlagwort „Spintronic“ auf. Während man bei der herkömmlichen Elektronik die Ladung der Elektronen ausnutzt, beruht die Datenspeicherung auf der Existenz magnetischer Momente, die sich wiederum auf die

Existenz des Eigendrehimpulses (Spin) zurückführen lässt. Der Begriff „Spintronic“, der sich aus den Wörtern „Spin“ und „Electronic“ ableitet, beschreibt nun die gleichzeitige Ausnutzung sowohl des Spins, als auch der Ladung der Elektronen für die Datenverarbeitung und -speicherung.

In der physikalischen Grundlagenforschung ist es seit Mitte der Achtziger Jahre gelungen, unmagnetische Verbindungshalbleiter durch Zulegieren magnetischer Elemente para- und auch ferromagnetisch zu machen. Diese neuartigen Halbleiterklassen werden entweder als *semimagnetische Halbleiter* oder als *verdünnt magnetische Halbleiter* bezeichnet. Dabei ist die englische Abkürzung für diluted magnetic semiconductors, kurz DMS in der Literatur etabliert.

Als Vertreter paramagnetischer Verbindungshalbleiter sei hier nur kurz CdMnTe erwähnt, bei dem es möglich ist, das zweiwertige Cadmium durch Mangan zu substituieren, und dabei Mangankonzentrationen von Null bis zu 100 % abzudecken. Allerdings ist dieser Halbleitertyp zum einen nicht mit den bisher etablierten Techniken in der Halbleiterindustrie kompatibel und zum anderen ist die magnetische Wechselwirkung in CdMnTe vom antiferromagnetischen Mangan-Mangan Austausch geprägt, so dass sich diese Substanzen paramagnetisch, antiferromagnetisch oder Spin-Glas-artig verhalten [2]. Erst durch verbesserte Dotierungstechniken ist es gelungen, in II-VI-Halbleitern ladungsträger-induzierten Ferromagnetismus nachzuweisen, allerdings bei einer Curie-Temperatur von  $T_C < 2$  K [3], so dass der industrielle Nutzen fragwürdig ist.

Industriell wichtige Halbleiter wie GaAs konnten in letzter Zeit derart mit Mangan dotiert werden, dass diese Proben ferromagnetisch wurden [4]. Vom Standpunkt der Grundlagenforschung aus betrachtet, ermöglichen es diese neuen Halbleiter z. B. das Verständnis des Magnetismus zu vertiefen oder die magnetischen Austauschwechselwirkungen genauer zu untersuchen. Mindestens genauso wichtig ist auch die durch diese auf GaAs-Basis aufgebauten Substanzen in die Nähe industrieller Anwendungen zu bringen. Beispiele der Spin-Injektion bei Bauelementen oder von magnetischen Schaltern existieren bereits [5]. Diese neueren Verbindungshalbleiter sind Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit.

Diese gliedert sich grob in zwei Teile: Während im ersten Teil auf Probenherstellung, theoretischen Hintergrund und Messprinzip eingegangen wird, befasst sich der zweite Teil mit der Darstellung und Interpretation der Messergebnisse.

Dass die magnetischen III-V-Halbleiter erst seit weniger als einem halben Jahrzehnt an Interesse gewonnen haben, liegt vor allem auch in deren problematischer

Herstellung begründet. Dieser Punkt wird in Kap. 2.2 genauer betrachtet. Um die physikalischen Vorgänge verstehen zu können, die zu den ferromagnetischen Eigenschaften dieser Strukturen führen, ist es notwendig, die magnetischen Wechselwirkungsmechanismen auf atomarer Ebene genauer zu beleuchten, was Thema von Kap. 3.3 ist.

Die in dieser Arbeit betrachteten Halbleiterproben wurden mit Hilfe magnetooptischer Untersuchungen studiert. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf dem magnetooptischen Kerr Effekt (siehe Kap. 5.1 und 5.3). Diese Messmethode wurde nicht nur zur qualitativen Beobachtung eingesetzt, sondern es ist auch gelungen, den magnetooptischen Kerr Effekt *quantitativ* zu verstehen und auf die Messergebnisse anzuwenden, worauf in Kap. 7 genauer eingegangen wird.

Außerdem werden in Kap. 6 Simulationsrechnungen präsentiert, mit deren Hilfe wichtige Materialparameter gewonnen werden konnten.

Weiterhin kam der Faraday-Effekt zu Eichmessungen (siehe Kap. 5.4), und laserspektroskopische Verfahren wie die kohärente Ramanspektroskopie (Kap. 5.5) zum Einsatz.



# Kapitel 2

## GaMnAs-Proben

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben sind hauptsächlich Legierungskristalle aus GaAs mit bis zu 8% Mangan. Diese Proben lagen sowohl als Volumenkristalle als auch als Epitaxieschichten vor. Im Idealfall sind die Mangan-Atome homogen im Kristallgitter eingebaut und ersetzen entsprechend ihrer Konzentration jeweils die Ga-Atome. Die dabei entstandene Probe wird im Folgenden mit  $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$  oder kurz GaMnAs bezeichnet, wobei  $x$  die Mangan-Konzentration ist.

In diesem Kapitel wird kurz auf die seit langem bekannten und untersuchten physikalischen Parameter der Grundsubstanz GaAs eingegangen. Weiterhin wird dargestellt, wie sowohl die Volumenkristalle als auch die Epitaxieschichten hergestellt werden, welche Schwierigkeiten dabei eine Rolle spielen und welche physikalischen Grenzen existieren, eine bestimmte Mangan-Konzentration zu erreichen bzw. wie die Mn-Konzentration einer fertigen Probe bestimmt wurde. Eine Liste sämtlicher im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben schließt dieses Kapitel ab.

### 2.1 Basismaterial GaAs

Eine in der Halbleiterphysik sehr gut bekannte Verbindung ist GaAs, was nicht zuletzt auch auf seine neben Silizium relativ große industrielle Bedeutung zurückzuführen ist. Da die Schaltzeiten in Bauteilen aus GaAs rund 10 mal geringer sind als bei solchen die auf Silizium basieren, ist GaAs ein wichtiger Grundstoff für Bauteile in der Telekommunikation. GaAs gehört mit seinem dreiwertigen Gallium und dem fünfwertigen Arsen zur Gruppe der III-V Verbindungshalbleiter.

Diese, wie auch viele andere III-V Halbleiter, in der Zinkblende-Struktur kristallisierende Substanz ist seit vielen Jahren gut untersucht und dokumentiert. In Abb.

2.1 ist die Bandstruktur von reinem GaAs bei  $B = 0$  gezeigt [6, 7]. GaAs besitzt eine direkte Energielücke  $E_{g,dir}$  am  $\Gamma$ -Punkt ( $\Gamma_{6,CB} - \Gamma_{8,VB}$ ) von 1.42 eV bei 300 K und 1.52 eV bei extrapolierten 0 K [8]. Bei einer direkten Energielücke ist das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes im  $\vec{k}$ -Raum an der gleichen Stelle. Diese Eigenschaft, eine direkte Energielücke bei  $\vec{k} = 0$  zu haben ist u. a. ein Merkmal der meisten III-V Halbleiter.

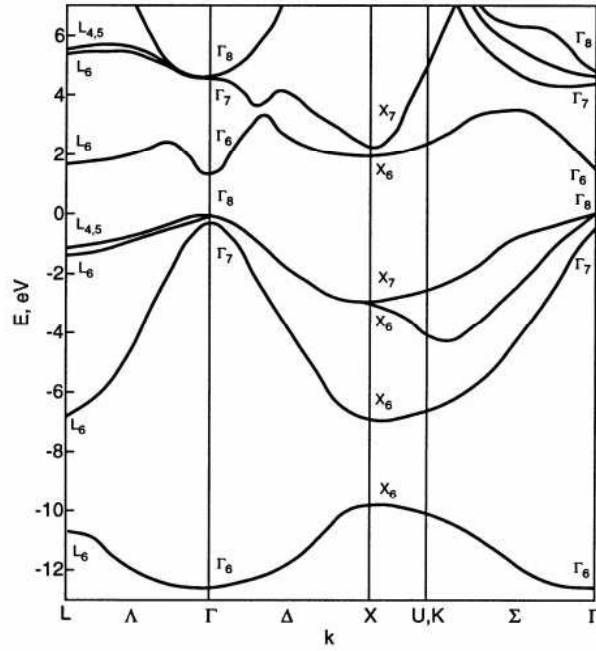


Abbildung 2.1: Berechnete Bandstruktur für GaAs; nach [7];

Die für die theoretischen Betrachtungen in dieser Arbeit wichtigen Bänder, die auch bei der Auswertung der Kerr-Messungen von Bedeutung sind, sind das Leitungsband (CB), das Valenzband für schwere (HH) und leichte (HH) Löcher sowie das „Split-off“-Band (SO). Meist genügt es, nur diese vier Bänder in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes zu betrachten, um die optischen Eigenschaften zu beschreiben, was bei den hier verwendeten Photonenenergien von etwa 1.2 - 2.5 eV auch gerechtfertigt ist.

Ist der Energiewert eines relativen Bandextremums bei  $\vec{k} = 0$  bekannt, so lässt sich die  $E(\vec{k})$ -Beziehung um diesen  $\Gamma$ -Punkt in einer Taylorreihe entwickeln:

$$E(\vec{k}) = E_0 + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2} \cdot k^2 + \dots = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \dots \quad (2.1)$$

$E_0$  ist dabei die Energie des Bandes am  $\Gamma$ -Punkt. Die Krümmung dieses Bandes

ist nach Gl. 2.1 proportional zu  $1/m^*$ , dabei ist mit  $m^*$  die *effektive Masse* eingeführt worden. Hängt  $E(\vec{k})$  explizit noch von der Richtung im  $\vec{k}$ -Raum ab, so handelt es sich um ein anisotropes Band und  $1/m^*$  wird bei Beibehaltung der Form aus Gl. 2.1 ein Tensor.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Werte der effektiven Massen für GaAs in den hier relevanten Bändern aufgelistet. Die Masse des freien Elektrons ist dabei mit  $m$  bezeichnet.

Tabelle 2.1: *Effektive Massen für Leitungsband, Valenzband und „Split-off“ Band bei 70 K nach [9].  $m$ : Masse des freien Elektrons;  $m_{CB}^*$ : effektive Masse der Elektronen im Leitungsband;  $m_{HH}^*$ : effektive Masse der schweren Löcher;  $m_{LH}^*$ : effektive Masse der leichten Löcher;  $m_{SO}^*$ : effektive Masse der Löcher im „Split-off“ Band;*

$m_{CB}^*/m$	$m_{HH}^*/m$	$m_{LH}^*/m$	$m_{SO}^*/m$
0.067	0.45	0.082	0.16

Meist genügt es, die Taylor-Entwicklung nach dem zweiten, quadratischen Term abzuberechnen. In Abb. 2.2 ist der Bereich um den  $\Gamma$ -Punkt für einen typischen III-V-Halbleiter mit Leitungs-, Valenz-, und „Split-off“-Band schematisch in der Näherung parabolischer Bänder dargestellt.

Das aufgrund seines Bahndrehimpulses von  $l = 1$  p-artige Valenzband kann einen Gesamtdrehimpuls von  $j = 3/2$  oder  $j = 1/2$  haben. Zu dem Gesamtdrehimpuls mit  $j = 3/2$  existieren Bänder mit  $m_j = \pm 1/2$ , die als leichte Löcher (LH) bezeichnet werden und solche mit  $m_j = \pm 3/2$ , die als schwere Löcher (HH) bezeichnet werden. Am  $\Gamma$ -Punkt bei  $\vec{k} = 0$  sind diese beiden Valenzbänder entartet, was durch das Vorhandensein eines Magnetfeldes aufgehoben wird. Für das Band mit dem Gesamtdrehimpuls  $j = 1/2$  sind nur die beiden Quantenzahlen  $m_j = \pm 1/2$  möglich. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist das Valenzband mit  $j = 1/2$  um den Energiebetrag  $\Delta_{SO}$  abgesenkt gegenüber dem mit  $j = 3/2$  (HH, LH). Für GaAs ist der Wert von  $\Delta_{SO} = 0.34$  eV [10]. Dieses abgespaltene Valenzband ist bei  $B = 0$  zweifach entartet und wird als „Split-off“-Band (SO) bezeichnet.

Das s-artige Leitungsband besitzt einen Gesamtdrehimpuls von  $j = 1/2$  und folglich sind die magnetischen Quantenzahlen  $m_j = \pm 1/2$ , was zu einer zweifachen Entartung bei  $B = 0$  führt, die bei  $B \neq 0$  aufgehoben ist.

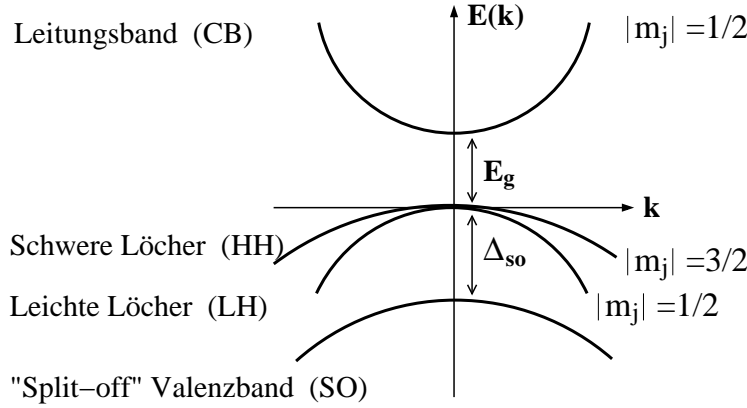


Abbildung 2.2: Bandschema eines typischen III-V-Halbleiters mit direkter Energielücke  $E_{g,dir}$  am  $\Gamma$ -Punkt mit Leitungsband (CB), „Split-off“-Band (SO) sowie Valenzband für schwere (HH) und leichte (LH) Löcher. Weitere Erklärungen siehe Text;

Für die hier vorgestellten Messungen sind jeweils Interbandübergänge, also Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband von Bedeutung. Licht, dessen Photonenenergie mindestens der Energielücke  $E_g$  entspricht, kann von einem Halbleiter absorbiert werden und erzeugt auf diese Weise ein Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband. Der entsprechende umgekehrte Prozess, die Lichtemission, erzeugt über die Rekombination eines Elektron-Loch-Paares ein Photon der entsprechenden Energie. Für diese beiden Prozesse gilt neben der Energieerhaltung auch die Drehimpulserhaltung. Da das Photon nach Absorption nicht mehr vorhanden ist, muss auch dessen Drehimpuls komplett auf das entstandene Elektron im Leitungsband und auf das Loch im Valenzband übertragen worden sein. Photonen sind bosonische Teilchen, und haben somit einen ganzzahligen Spin, weshalb also optische Übergänge die Auswahlregel  $\Delta m_j = \pm 1$  erfüllen müssen.

In Abb. 2.3 sind die mögliche Übergänge für die Absorption von Licht zwischen Valenz- und Leitungsband gezeigt. Für die Emission gelten entsprechend analoge Betrachtungen.

Im Folgenden wird mit  $\sigma^+$  rechtszirkular polarisiertes Licht und mit  $\sigma^-$  entsprechend linkszirkular polarisiertes Licht bezeichnet. Betrachtet man nun Übergänge vom Valenz- ins Leitungsband eines Halbleiters mit einem wie in Abb. 2.3 gezeigten Niveauschema, so ergeben sich aufgrund der Drehimpulserhaltung vier mögliche Übergänge in Absorption. Für  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht gilt die Auswahlregel  $\Delta m_j = +1$  was zu den beiden Übergängen HH ( $m_j = -3/2$ )  $\rightarrow$  CB ( $m_j = -1/2$ ) und LH ( $m_j = -1/2$ )  $\rightarrow$



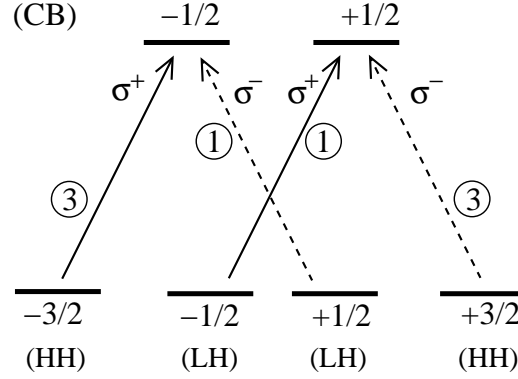


Abbildung 2.3: Absorption von rechts- ( $\sigma^+$ ) und linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertem Licht mit Angabe von  $m_j$  und der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten (3 bzw. 1) in einem Zinkblende-Halbleiter; weitere Erläuterungen siehe Text.

CB ( $m_j = +1/2$ ) führt. Die Auswahlregel  $\Delta m_j = -1$  führt zu den entsprechenden anderen Übergängen LH ( $m_j = +1/2$ )  $\rightarrow$  CB ( $m_j = -1/2$ ) und HH ( $m_j = +3/2$ )  $\rightarrow$  CB ( $m_j = +1/2$ ) mit der Absorption von  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht.

Dabei gilt zu bemerken, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten für HH  $\rightarrow$  CB um den Faktor 3 größer sind als für LH  $\rightarrow$  CB.

Im Magnetfeld spalten Leitungsband und Valenzbänder eines unmagnetischen Halbleiters gemäß der sogenannten Zeeman-Aufspaltung auf nach der Formel

$$\Delta_j = g_j \mu_B B. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $B$  das angelegte Magnetfeld,  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton und  $g_j$  der effektive g-Faktor für das betrachtete Band  $j$ . Da dieser effektive g-Faktor für Leitungs- und beide Valenzbänder unterschiedlich groß ist, ergibt sich auch eine unterschiedlich starke Aufspaltung dieser Bänder im Magnetfeld. Dies führt dann dazu, dass die Übergangsenergien für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht nicht mehr gleich groß sind, und z. B. auch die Absorptionskoeffizienten für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht verschieden werden.

Die Landau-Aufspaltung ist bei einem Magnetfeld von 1 T in der Größenordnung von  $10^{-4}$  eV, was zu vergleichen ist mit der Spin-Aufspaltung eines magnetischen Halbleiters. Diese ist, wie später gezeigt wird, bei den hier untersuchten ferromagnetischen GaMnAs-Epitaxieschichten in der Größenordnung von  $10^{-2}$  eV für den Fall einer gesättigten Magnetisierung, so dass die Landau-Aufspaltung bei den quantita-

tiven Betrachtungen vernachlässigt werden kann.

Handelt es sich um einen magnetischen Halbleiter, der im Magnetfeld noch zusätzlich eine Magnetisierung  $\vec{M}$  besitzt, so kommt zur der Aufspaltung aus Gl. 2.2 noch ein Term hinzu der proportional zu  $\vec{M}$  ist. Auf eine genauere Betrachtung wird an dieser Stelle verzichtet, da auf diese zusätzliche magnetisierungsabhängige Aufspaltung noch ausführlicher in Kap. 6 eingegangen wird.

## 2.2 Mangan als Legierungsbestandteil

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wird seit relativ kurzer Zeit versucht, Magnetismus und Halbleitereigenschaften so zu vereinigen, dass normalerweise unmagnetische Halbleiter ferromagnetisch werden. Dabei steht die Kompatibilität mit gängigen Halbleitertechnologien im Vordergrund, so dass GaAs als Basismaterial gute Voraussetzungen mitbringt. Das Ziel ist, durch das Einbringen magnetischer Ionen in den Halbleiterkristall eine ferromagnetische Struktur mit halbleitenden Eigenschaften zu erhalten. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben sind  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Halbleiter, die zum einen als Epitaxie-Schichten aber auch als Volumenkristalle mit verschiedenen Mangan-Konzentrationen vorlagen.

Ersetzt man in GaAs einige Gallium-Atome durch Mangan-Atome, so erhält man  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Dabei bezeichnet  $x$  den Anteil der durch Mangan ersetzten Gallium-Atome. Während es z.B. bei  $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  möglich ist, den gesamten Bereich von  $x = 0$  bis  $x = 1$  abzudecken, und somit jede beliebige Legierung zwischen den beiden Grenzphasen AlAs und GaAs zu erhalten, so ist dies bei  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  nicht möglich, ohne signifikante Änderungen der Probenqualität in Kauf nehmen zu müssen.

Um brauchbare und vor allem reproduzierbare Messergebnisse zu gewährleisten, ist die Probenqualität von großer Bedeutung. Bei den hier verwendeten GaMnAs-Proben bedeutet dies zum einen eine möglichst einkristalline Struktur der ganzen Probe und zum anderen eine über das Probenvolumen größtmögliche homogene Verteilung der zulegierten Mangan-Ionen. Gerade diese Homogenität ist bei dieser Materialklasse eines der schwierigsten Probleme.

GaAs-Einkristalle werden prinzipiell aus einer Schmelze bestehend aus den Elementen Gallium und Arsen hergestellt. Aufgrund der relativ geringen Löslichkeit von Mangan in GaAs von etwa  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  [11], was einem molaren Anteil von 0.002 entspricht, ist es nicht möglich, über diese Methode  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Kristalle herzustellen, die Mangan-Anteile zumindest im einstelligen Prozentbereich enthalten. Gerade die-

ser Bereich mit  $x \sim 0.1$  ist aber der physikalisch interessante, da GaMnAs erst ab einem Mangan-Gehalt von  $x \sim 0.012$  ferromagnetisch wird [2]. Eine genauere Analyse der Probeneigenschaften bei verschiedenen Mangan-Konzentrationen ist in den Phasendiagrammen in diesem Kapitel in Abschnitt 2.2.2 zusammengestellt.

Die oben erwähnte Löslichkeit der Mangan-Atome von  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  in GaAs bezieht sich auf einen Herstellungsprozess, bei dem die Probe immer im thermischen Gleichgewicht ist. Will man Mn-Konzentrationen im einstelligen Prozentbereich erreichen, ist es deshalb notwendig, Wachstumsmethoden wie Molekular-Strahl-Epitaxie (MBE) anzuwenden, bei der sich die Probe weit weg vom thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Eine genauere Beschreibung der Herstellung sowohl von Volumenkristallen als auch von der Epitaxieschichten folgt weiter unten in den Abschnitten 2.3 und 2.4.

Bei der Untersuchung der Gitterkonstanten von GaMnAs-Epitaxieschichten zeigt sich, dass diese mit wachsendem Mangan-Anteil  $x$  zunimmt. Genauere Messungen lassen einen linearen Zusammenhang zwischen Gitterkonstante und  $x$  erkennen [12]. Dabei wurde der Bereich bis zu einem Mn-Anteil von etwa 8 % betrachtet, da darüber hinaus keine homogene Verteilung der Mangan-Ionen in der GaAs-Matrix mehr möglich ist, ohne etwaige MnAs-Ausscheidungen zu erzeugen, und somit die Probenqualität signifikant zu verschlechtern.

Eine Extrapolation dieser Linearität für  $x$  gegen 100 % ergibt dabei eine hypothetische MnAs-Gitterkonstante von 0.598 nm, was allerdings in einer gewissen Diskrepanz zu dem Wert der Gitterkonstanten von Zinkblende-MnAs von 0.589 nm steht [11]. Ebenso ist der durch den beschriebenen linearen Zusammenhang berechnete Wert für die GaAs-Gitterkonstante, also für  $x \rightarrow 0$ , mit 0.566 nm leicht verschieden von der gemessenen Gitterkonstanten von GaAs-Volumenkristallen mit 0.5653 nm. Dieser Unterschied kann jedoch durch die für das Wachstum von  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  typischen Bedingungen erklärt werden. Durch die relativ niedrige Wachstumstemperatur von 200-300°C lagert sich ein gewisser Anteil der Arsen-Atome auf Gallium-Gitterplätzen ein. Dies führt tendenziell zu einer Vergrößerung der Gitterkonstanten, was bei der Extrapolation für  $x$  gegen 0 auch beobachtbar ist [13]. Prinzipiell lässt sich feststellen, dass die Probenqualität und in einem gewissen Maße auch die Gitterkonstante stark von den Wachstumsbedingungen abhängen [13]. Allerdings sind die jeweiligen Eigenschaften verschiedener Proben bei gleichen Wachstumsbedingungen vergleichbar [13, 11].

Der mehrfach bestätigte lineare Zusammenhang zwischen der Gitterkonstanten von  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  und dem Mn-Anteil  $x$  erlaubt es nun umgekehrt, aus der gemessenen

Gitterkonstanten die Mangan-Konzentration zu bestimmen. Dazu ist es notwendig, eine GaMnAs-Probe als Eichprobe herzustellen und deren Mangan-Anteil genau zu bestimmen, was z. B. mit Hilfe von EPMA-Messungen (electron probe micro-analysis) durchgeführt werden kann.

Die Gitterkonstante der GaMnAs-Probe kann dann durch Röntgenbeugungsexperimente festgestellt werden. Dabei wird angenommen, dass die GaMnAs-Schicht die gleichen Elastizitäts-Parameter besitzt, wie GaAs, was auch experimentell nachgewiesen ist [2].

Da Mangan als Akzeptor wirkt, und in der Regel pro eingebautem Ion ein Loch erzeugt, sind die GaMnAs-Proben p-dotiert. Zwar wird im nächsten Abschnitt genauer auf die physikalischen Eigenschaften der eingebauten Mn-Ionen eingegangen, doch ist es an dieser Stelle wichtig, kurz auf die Bestimmung der Löcher-Konzentration einzugehen.

Die gängige Methode, die Ladungsträgerart und deren Konzentration zu messen ist der Hall-Effekt. Diese Messungen wurden für alle hier untersuchten Epitaxie-Schichten vom Probenhersteller Xinyu Liu in der Arbeitsgruppe von Prof. J. Furdyna an der University of Notre Dame, Indiana in den USA durchgeführt.

Alle Hall-Messungen zeigten den erwarteten p-artigen Ladungsträgertyp. Während in einer unmagnetischen Substanz die Ablenkung der Ladungsträger bei Hall-Effekt Messungen rein aufgrund der durch das angelegte Magnetfeld erzeugten Lorentzkraft entsteht, ist die Situation in magnetischen Materialien komplexer. Für diesen Fall ist der Hall-Widerstand  $R_{Hall}$  (oder der spezifische Hall-Widerstand) gegeben als [14]

$$R_{Hall}d = \rho_{Hall} = R_0B + R_S M, \quad (2.3)$$

wobei der erste Term den normalen Hall-Effekt beschreibt, der aufgrund der auf die Ladungsträger wirkenden Lorentzkraft entsteht. Dabei ist  $d$  die Schichtdicke und  $R_0 = \frac{1}{ne}$  der (normale) Hall-Koeffizient mit der Ladungsträgerkonzentration  $n$  und der Elementarladung  $e$ . Das Vorzeichen dieser Konstante gibt also an, ob es sich um eine n- oder p-artigen Ladungsträgertyp handelt.

Der zweite Term beschreibt den sogenannten *anormalen Hall-Effekt* (AHE) mit  $R_S$  als der anomalen Hall-Konstanten und  $M$  als der Magnetisierung der Probe. Während für die Ablenkung der Ladungsträger im Fall des normalen Hall-Effektes nur die Lorentzkraft aufgrund eines äußeren Magnetfeldes verantwortlich ist, spielt beim anomalen Hall-Effekt ein asymmetrischer Streuprozess aufgrund vorhandener magnetische Momente eine entscheidende Rolle. Tritt ein bewegter Ladungsträger in Wech-

selwirkung mit dem magnetischen Moment z. B. eines Mangan-Ions, so wird er in eine Richtung abgelenkt, die sich über dessen Bewegungsrichtung und der Richtung des magnetischen Moments des Mangan-Ions definiert. Ist ein Bereich der Probe lokal magnetisiert, wie es bei ferromagnetischen Domänen (siehe Kap. 3.3) der Fall ist, so wird die Ablenkung der Ladungsträger tendenziell in eine aus oben genannten Faktoren definierte Vorzugsrichtung gerichtet sein. Dies kann bei einer spontanen Magnetisierung also auch ohne ein äußeres Feld geschehen. Handelt es sich allerdings um eine Multi-Domänen-Struktur, so werden sich die Ablenkungen bei  $B = 0$  wegmitteln, da die Ausrichtung der Domänen-Magnetisierung keine makroskopische Vorzugsrichtung aufweist. Der anomale Hall-Effekt wird dann nicht messbar sein. Erst bei Anschalten eines externen Magnetfeldes richten sich die Mehrzahl der Domänen-Magnetisierungen in Richtung des äußeren Feldes und dieser asymmetrische Streuprozess trägt zum anomalen Hall-Effekt bei. Bei ferromagnetischen Proben kann der anomale Hall-Effekt den normalen übersteigen [15] und zum dominierenden Faktor werden.

Der normale Hall-Koeffizient lässt sich nur aus der Steigung der  $R_{Hall}(H)$ -Kurve bei sehr niedrigen Temperaturen und hohen Magnetfeldern bestimmen, da in diesen Fällen die Magnetisierung  $\vec{M}$  als gesättigt und klein gegen das äußere Feld angenommen werden kann [11].

### 2.2.1 Die elektronische Struktur von Mn in GaMnAs

Beim Mangan-Atom sind die K- und L-Schale mit insgesamt zehn Elektronen komplett gefüllt. In der M-Schale befinden sich zwei Elektronen im 3s-Orbital, sechs Elektronen im 3p-Orbital und fünf Elektronen im 3d-Orbital, das damit nicht ganz gefüllt ist. In der N-Schale ist das 4s-Orbital wieder komplett gefüllt, so dass sich die für Mangan typische Elektronenanzahl von 25 ergibt und die elektronische Struktur von Mangan hat die Form

$$Mn : 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^5 4s^2 \quad (2.4)$$

Da das 4s-Orbital zwei Elektronen aufweist, ist dessen Gesamtdrehimpuls Null. Das mit fünf Elektronen genau halb gefüllte 3d-Orbital besitzt einen Bahndrehimpuls von  $L = 0$ , so dass sich insgesamt das Termsymbol  ${}^6S_{5/2}$  für Mangan ergibt. Wie aus diesem Termsymbol ersichtlich ist, hat Mangan einen Gesamtspin von  $\frac{5}{2}$ , für den die fünf Elektronen in der 3d-Schale verantwortlich sind.

Beim Einbau von Mangan in unmagnetische Halbleiter entstehen aufgrund der magnetischen Momente der eingebauten Atome semimagnetische oder verdünnt magne-

tische Halbleiter (DMS). Eine der am intensivsten untersuchten DMS-Klassen ist die der II-VI-Halbleiter mit Mangan, zu der z. B. auch  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  zählt. In den II-VI-Halbleitern ersetzt Mangan jeweils das zweiwertige Kation und wird zu einem  $\text{Mn}^{2+}$ -Ion. Dieses Mangan-Ion ist in der  $d^5$ -Konfiguration mit dem spin-dominierten  $S = 5/2$ -Zustand dessen Bahndrehimpuls  $L$  gleich Null ist [16], wie bereits oben gezeigt wurde.

Wird Mangan in III-V-Verbindungshalbleitern eingebaut, wie es in den hier vorgestellten Proben der Fall ist, so ist die Situation vielschichtiger. In der Regel unterscheidet man drei mögliche und auch experimentell nachgewiesene elektronische Zustände, die Mangan in GaMnAs einnehmen kann [17]. Bei den drei im Folgenden vorgestellten möglichen elektronischen Zuständen des Mangan wird immer davon ausgegangen, dass das betrachtete Mangan-Atom auf einem Gallium-Platz sitzt und dieses Gallium dort ersetzt.

1. Die am meisten favorisierte Vorstellung geht von einem  $\text{Mn}^{2+}$ -Ion in der  $3d^5$ -Konfiguration aus, dessen Gesamtspin  $S = 5/2$  ist. Dabei wird ein Gallium-Atom im GaAs-Kristallgitter vom Mangan ersetzt. Dabei werden die beiden 4s-Elektronen des Mangans zur Bindung herangezogen, so dass ein  $\text{Mn}^{2+}$ -Ion übrig bleibt. Auf dem Gitterplatz eines dreiwertigen Galliums wirkt dieses Mangan nun als Akzeptor und erzeugt pro eingebautem Mangan-Ion ein Loch und somit eine p-Dotierung der Probe [18]. Im Folgenden soll dieser Zustand als  $3d^5 + h$  bezeichnet werden, wobei mit  $h$  das zusätzliche Loch bezeichnet ist. Da Mangan in dieser Situation als neutraler Akzeptor wirkt, wird oftmals auch die Bezeichnung  $A^0(d^5 + h)$  gebraucht. Ein solcher Zustand konnte bereits 1987 von Schneider *et al.* mit Hilfe der Elektronenspin-Resonanz (ESR) in GaMnAs nachgewiesen werden [19]. Sind in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  alle Mangan-Atom in dem gerade beschriebenen  $A^0(d^5 + h)$ -Zustand, so ist die Mangan-Konzentration  $x$  gleich der p-Dotierung der Probe. Durch IR-Messungen konnte das Akzeptor-Niveau der  $d^5 + h$ -Konfiguration bei 113 meV über dem Valenzband bestätigt werden [20, 21]. Untersuchungen an diesem Akzeptor-Niveau verifizieren diesen  $A^0(d^5 + h)$ -Zustand der Mangan-Ionen.

Zum einen stellt man allerdings fest, dass die Ladungsträger-Konzentration  $p$  immer niedriger ist als die Mangan-Konzentration und zum anderen gibt es experimentelle Befunde, dass Mangan nicht nur in dem hier beschriebenen Zustand eines neutralen Akzeptors zusammen mit einem Loch im GaMnAs vorliegt.

2. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, dass das Mangan als ionisierter Akzeptor

wirkt, indem ein Elektron an die  $d$ -Schale gebunden wird und somit die drei Bindungen des ersetzten Galliums über die beiden  $4s$ -Elektronen und diesem eingefangenen zusätzlichen Elektron abgesättigt werden. Da in diesem Zustand das Mangan-Ion  $\text{Mn}^{2+}$  ein zusätzliches Elektron an sich bindet, wirkt es als einfach negativ geladener Akzeptor in der  $3d^5$ -Konfiguration [17]. Im Folgenden soll für diesen Zustand die Bezeichnung  $A^-(d^5)$  gebraucht werden. Wie man sieht, ist ein solches Mangan-Ion zwar an einem Gallium-Platz, doch trägt es nicht zur p-Dotierung der Probe bei.

3. Die dritte Möglichkeit, die das Mangan einnehmen kann, ist die eines neutralen Mangan ( $A^0$ ) in der  $3d^4$ -Konfiguration [18, 17], so dass im Folgenden die Bezeichnung  $A^0(d^4)$  für diesen Zustand verwendet werden soll. Dieser Zustand konnte von Schneider *et al.* zusätzlich zu dem  $A^0(d^5 + h)$ -Zustand mit Hilfe der ESR nachgewiesen werden.

Die drei Bindungen des ersetzten Galliums werden in diesem Fall von einem Elektron aus der  $d$ -Schale des Mangan und den beiden  $4s$ -Elektronen abgesättigt. Somit fehlt ein Elektron in der  $d$ -Schale und die vier noch verbleibenden Elektronen führen zu einem Gesamts핀 von  $S = 2$  [17].

Während die beiden ersten Zustände unabhängig von der Mangan-Konzentration vorkommen, scheint die  $3d^4$ -Konfiguration des Mangan erst bei den Proben mit einem relativ hohen Mangan-Anteil nachweisbar zu sein [17], also bei Proben, die nicht mehr nur als „dotiert“ zu bezeichnen sind, sondern schon als „verdünnt magnetisch“. Allerdings konnte diese  $3d^4$ -Konfiguration nur von einigen wenigen Arbeitsgruppen nachgewiesen werden [17]. Bei vielen Experimenten unterschiedlicher Gruppen war es nicht möglich, das Vorhandensein der  $3d^4$ -Konfiguration zu bestätigen, was zwei Vermutungen zulässt. Zum einen scheint die  $3d^5 + h$ -Konfiguration die bei weitem dominierendste zu sein. Dieser Zustand ist von vielen Arbeitsgruppen an unterschiedlichen Proben einer großen Bandbreite von Proben- und Wachstumsparametern experimentell bestätigt worden [18, 17, 22]. Zum anderen scheint das Vorhandensein der  $3d^4$ -Konfiguration auch stark von den Wachstumsbedingungen der GaMnAs-Proben abzuhängen. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass Mangan in GaAs in der  $3d^5$ - bzw.  $3d^5 + h$ -Konfiguration vorliegt. Dabei trägt nur der  $3d^5 + h$ -Zustand zu einer p-Dotierung der Probe bei. Diese p-Dotierung ist somit tendenziell niedriger als die reine Mangan-Konzentration, da nicht alle Mangan-Atome in der  $3d^5 + h$ -Konfiguration vorliegen, und auf diese Weise nicht alle zur Dotierung beitragen. Der Mangan-Gesamts핀 kann in beiden Fällen mit  $S = 5/2$  angenommen werden.

Zusätzlich zu den drei hier vorgestellten möglichen elektronischen Zuständen des Mangan gib es noch diejenigen, die aufgrund von Fehlstellen verursacht werden. Während bei den drei oben angesprochenen Möglichkeiten immer von einem auf einem Gallium-Platz eingebauten Mangan-Atom ( $\text{Mn}_{\text{Ga}}$ ) ausgegangen wird, kann Mangan noch auf einem Zwischengitterplatz ( $\text{Mn}_I$  - „I“ wie „interstitial“) eingebaut sein, was zu einem sogenannten „double donor“, also einem zweifachen Donator führt. Diese ungewollten Fehlstellen des Mangan in GaAs führen also zu einer Reduzierung der p-Konzentration durch Kompensation der Löcher mit Elektronen. Da die ferromagnetische Wechselwirkung in GaMnAs allerdings durch Ladungsträger zwischen den magnetischen Momenten der Mangan-Ionen vermittelt wird, und somit die Löcherkonzentration einen entscheidenden Einfluss z.B. auch auf die Curie-Temperatur  $T_C$  der Probe hat, reduzieren diese auf Zwischengitterplätzen eingebauten Mangan-Atome die Curie-Temperatur. In Kap. 3.3 wird noch genauer auf diese ladungsträgerinduzierte, sogenannte indirekte RKKY-Wechselwirkung eingegangen.

Ein weiterer Grund, warum diese Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen den Wert von  $T_C$  reduzieren, ist die antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen  $\text{Mn}_{\text{Ga}}$  und  $\text{Mn}_I$  [23]. Diese  $\text{Mn}_I$ -Doppeldonatoren bilden antiferromagnetisch gekoppelte Paare mit den nächsten  $\text{Mn}_{\text{Ga}}$ -Akzeptoren. Somit tragen beide Mangan-Ionen aufgrund ihrer antiparallelen Ausrichtung nicht zur ferromagnetischen Ordnung in der Probe bei.

Der Grund für den Einbau von Mangan auf Zwischengitterplätzen hängt mit der Lage der Fermi-Energie  $E_F$  zusammen. In diesen III-Mn-V Materialien kann  $E_F$  nur einen bestimmten maximalen Wert  $E_{F,\text{max}}$  erreichen. Erreicht die Fermi-Energie in  $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{V}$ -Verbindungen  $E_{F,\text{max}}$  aufgrund einer Zunahme der Konzentration an freien Löchern, so wird es energetisch zu ungünstig, weitere Mangan-Ionen auf Gallium-Plätzen einzubauen, so dass die Bildung von  $\text{Mn}_I$  zunimmt und somit die Kompensation der Löcher beginnt. Außerdem ist das Einsetzen der Bildung von Mn-As-Clustern zu beobachten, die mit steigendem  $x$  weder Löcher noch Spins beitragen. Diese maximal erreichbare Fermi-Energie hängt somit zusammen mit einer für diese Proben typen charakteristischen maximalen Löcherkonzentration  $p_{\text{max}}$ . Für GaMnAs liegt dieser Wert von  $p_{\text{max}}$  bei etwa  $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [22].

Allerdings kann die Kompensation der Löcherkonzentration allein durch  $\text{Mn}_I$ -Doppeldonatoren nicht den Unterschied zwischen Löcher- und Mangan-Konzentration bei Proben ab einem Mangan-Anteil von  $x \simeq 0.09$  erklären. Hier wird vermutet, dass der während des Wachstumsprozesses vorhandene Überschuss an Arsen-Atomen zu



Einlagerung von Arsen auf Gallium-Plätzen ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ , „arsen antisites“) führt, was ebenso zu einer Kompensation der Löcher beiträgt [22].

### 2.2.2 Phasendiagramme von GaMnAs

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, hängen viele physikalische Parameter der III-Mn-V Halbleiter stark von den Wachstumsbedingungen ab. In Abb. 2.4 ist dargestellt, welche strukturellen Phasen von GaMnAs existieren. Dabei handelt es sich um Epitaxieschichten von GaMnAs, die auf GaAs-Substrat aufgewachsen sind. Die beiden variierten Parameter sind die Substrat-Temperatur  $T_S$  und die Mangan-Konzentration  $x$ . In Kap. 2.2 wurde erwähnt, dass die Löslichkeit von Mangan in GaAs  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  beträgt, wenn die Probe während des Wachstumsprozesses im thermischen Gleichgewicht ist. Da dieser somit maximal erreichbare Mangan-Anteil zur Herstellung ferromagnetischer Proben zu gering ist, wird auf Wachstumsmethoden wie die Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) zurückgegriffen, bei denen sich die zu erzeugende Substanz weit weg von thermischen Gleichgewichtszustand befindet.

Auch wenn die in Abb. 2.4 gezeigten Phasen alle an MBE-Proben nachgewiesen wurden, ist schon ab einer Substrat-Temperatur von etwa  $300\text{ }^\circ\text{C}$  und einer Mangan-Konzentration  $x \sim 0.04$  die Bildung von MnAs-Clustern nicht zu vermeiden. Ab dem Bereich von über  $300\text{ }^\circ\text{C}$  und ab  $x \sim 0.04$  in Abb. 2.4 handelt es sich nicht mehr um einen homogenen Kristall, sondern um einen GaMnAs-Struktur mit MnAs-Ausscheidungen, was nicht erwünscht ist.

Die hier vorgestellten und untersuchten GaMnAs-Proben haben eine typische Curie-Temperatur von maximal  $100\text{ K}$ , was etwa  $200\text{ K}$  unterhalb der Curie-Temperatur von MnAs liegt. Bei allen hier untersuchten Proben verschwand die Magnetisierung oberhalb der jeweiligen GaMnAs-Curie-Temperatur, was auch ein Hinweis darauf ist, dass keine MnAs-Ausscheidungen, die ferromagnetisch sind, vorhanden sind.

Ist die Temperatur des GaAs-Substrates zu niedrig, so lagern sich die Gallium-, Mangan- und Arsen-Atome nicht mehr gleichmäßig an der darunterliegenden Atomlage an, und es kommt zu einer polykristallinen Struktur, die erst ab einer Wachstumstemperatur von  $T_S \sim 170\text{ }^\circ\text{C}$  in eine homogene Kristallstruktur wechselt.

Aus Abb. 2.4 ist weiterhin zu erkennen, dass ein Wachstum von  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  aus einer Schmelze heraus, also in einem Zustand thermischen Gleichgewichts nicht möglich ist, wenn der Mangan-Anteil über  $0.5\text{ \%}$  liegen soll ( $x \geq 0.005$ ). Die Schmelztemperatur von GaAs liegt bei Normbedingungen bei  $1240\text{ }^\circ\text{C}$ , was weit über den  $300\text{ }^\circ\text{C}$  in dem entsprechenden Phasendiagramm liegt, so dass schon ab einer relativ

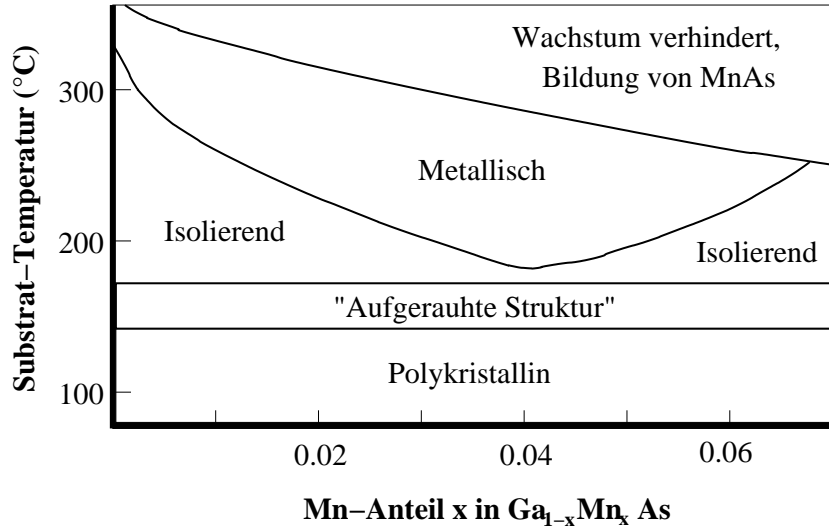


Abbildung 2.4: Schematisches Phasendiagramm von  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  nach H. Ohno (siehe [2]). Gezeigt ist die Abhängigkeit der Probeneigenschaften von Wachstumsparametern (Substrat-Temperatur und Mangan-Anteil). Die Proben wurden durch Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) Verfahren hergestellt;

niedrigen Mangan-Konzentrationen diese ungewollten MnAs-Ausscheidungen in einer aus einer Schmelze gewonnenen Probe auftreten.

Weiterhin ist aus diesem Phasendiagramm ersichtlich, dass es in dem Phasengebiet, in dem die gewünschten homogenen  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Kristalle entstehen können, zwei Arten von Proben gibt, die sich bezüglich ihrer Transporteigenschaften unterscheiden, nämlich *isolierende* und *metallische*  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Kristalle.

Nach dem in Abb. 2.4 dargestellten Phasendiagramm treten isolierende Eigenschaften eher bei niedrigen Substrattemperaturen ( $T_S \sim 200^\circ\text{C}$ ) und im niedrigen ( $x \geq 0.02$ ) bzw. hoch dotierten Bereich ( $0.06 \leq x \leq 0.08$ ) auf. Dazwischen zeigen die Proben einen metallischen Charakter. Bewegt man sich z. B. bei  $T_S \sim 250^\circ\text{C}$  im Phasendiagramm (Abb. 2.4) von niedriger zu hoher Mangan-Konzentration, so durchläuft die Probe einen Isolator-Metall-Isolator Übergang. Um dieses Verhalten zu verstehen, ist es notwendig, die bereits oben erwähnten Arsen-Fehlstellen ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) und die auf Zwischengitterplätzen eingebauten Mangan-Ionen ( $\text{Mn}_I$ ) mit in die Betrachtung einzubeziehen.

Aufgrund der relativ niedrigen Wachstumstemperatur und den bei der Herstellung dieser Proben wichtigen Arsen-Überschuss sind die auf Gallium-Plätzen eingebauten Arsen-Atome ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) unvermeidlich. Diese tragen zu einer n-Dotierung der Probe bei, so dass die durch die Mangan-Ionen eingebrachten Löcher teilweise kompensiert werden.

sirt werden, was für geringe Mangan-Konzentrationen  $x$  zu einer isolierenden Probe führt. Dieser Bereich liegt bei einer für GaMnAs-Epitaxieschichten typischen MBE-Wachstumstemperatur (Substrattemperatur) von  $T_S \sim 250$  in etwa zwischen  $0 \leq x \leq 0.02$  [4, 24, 25]. Shimizu *et al.* haben genau diesen Einfluss des Arsen-Überschusses während des Wachstumsprozesses auf die Kompensation der Ladungsträger genauer untersucht [25] und konnten feststellen, dass die Proben ( $T_S \sim 243$  °C) bei einem Verhältnis  $\text{As}_4/\text{Ga} = 7$  ein isolierendes bzw. halbleitendes Verhalten zeigen, während bei einem  $\text{As}_4/\text{Ga}$ -Verhältnis = 0.8, 1.0 oder 1.5 die Proben metallische Eigenschaften aufwiesen.

Geht man bei einer weiteren Erhöhung des Mangan-Anteils vom Idealfall eines neutralen Mangan-Akzeptors  $A^0(d^5 + h)$  und somit von einem Loch pro eingebautem Mangan aus, so nimmt die Löcher-Konzentration mit wachsendem  $x$  zu. Die durch Arsen-Fehlstellen ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) erzeugte n-Dotierung ist bedingt durch die niedrige Wachstumstemperatur und den Arsen-Überschuss und somit weitestgehend unabhängig von der Mangan-Konzentration. Nimmt nun die Löcher-Konzentration zu, so wird zuerst die n-Dotierung kompensiert und schliesslich wird die Probe p-leitend und durchläuft einen Isolator-Metall-Übergang. Dieser Übergang ist mehrfach experimentell [4, 24, 26, 25] und auch theoretisch [27] bestätigt worden. Bei der theoretischen Behandlung von Timm *et al.* in Referenz [27] wurde explizit berücksichtigt, dass die Mangan-dotierten Halbleiter durch Arsen-Fehlstellen stark kompensiert sind. Weiterhin erzeugen die unterschiedlichen Ladungen, der Mangan-Ionen, wie sie in 2.2.1 beschrieben sind, ein Art Coulomb-Plasma, mit dem die Mangan-Ionen wechselwirken. Für die theoretische Behandlung des Isolator-Metall-Überganges ist es notwendig, diese Wechselwirkung mit in die Betrachtung einfließen zu lassen. Für eine Wachstumstemperatur von 250 °C errechneten Timm *et al.* [27] eine Mangan-Konzentration  $x \simeq 1$  % für den Isolator-Metall-Übergang. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem aus dem hier abgebildeten Phasendiagramm in Abb. 2.4.

Bewegt man sich auf der oben angesprochenen Linie in Abb. 2.4 entlang einer konstanten Substrat-Temperatur von etwa 250 °C hin zu höheren Mn-Konzentrationen, so durchläuft die Proben einen zweiten Übergang von metallischen hin zu isolierenden Eigenschaften. Ein Grund dafür ist die mit steigendem Mangan-Gehalt  $x$  der Probe zunehmende Anzahl von auf Zwischengitterplätzen eingebauten Mangan-Atomen (siehe oben). Diese wirken dort als zweifache Donatoren und kompensieren wiederum die bereits vorhandene p-Dotierung der Probe. Somit kann die Probe einen Metall-Isolator-Übergang durchlaufen, was neben Ohno *et al.* [2] auch von anderen Gruppen

experimentell nachgewiesen werden konnte [28]. Allerdings muss bei diesem zweiten Metall-Isolator-Übergang die empfindliche Abhängigkeit von den Wachstumsparametern wie Arsen-Überschuss oder Wachstumstemperatur erwähnt werden. Eine Änderung der Wachstumstemperatur von nur 10 Grad kann ausreichen, die Eigenschaften der Probe von metallisch zu isolierend zu ändern [28]. Dies kann auch der Grund sein, warum die hier untersuchten Proben selbst bei Mangan-Konzentrationen von bis zu 8.5 % noch metallischen Charakter aufweisen. Auch wenn die Phasengrenzen aus Abb. 2.4 zwar nicht auf alle GaMnAs-Epitaxieschichten exakt zutreffen, so sind bei gleichen Wachstumsbedingungen die Probeneigenschaften reproduzierbar.

Da die ferromagnetische Wechselwirkung zwischen den Mangan-Spins durch die Löcher vermittelt wird, ist die Löcherkonzentration  $p$  auch ein entscheidender Faktor, der die Curie-Temperatur beeinflusst. Eine genauere Behandlung dieser indirekten, durch Ladungsträger induzierten RKKY-Wechselwirkung ist Thema von Kap. 3.3. In Abb. 2.5 ist die Curie-Temperatur von GaMnAs-Proben als Funktion der Mangan-Konzentration dargestellt. Dabei sind ferromagnetische Proben durch Quadrate mit den entsprechenden auf der  $x$ -Achse dargestellten Mangan-Konzentrationen symbolisiert. Die mit einem Kreuz bezeichnete Probe ( $x = 1.5$  %) ist paramagnetisch bis hin zu sehr tiefen Temperaturen. Ein entsprechendes Phasendiagramm mit den Curie-Temperaturen als Funktion von  $x$  für die hier untersuchten Proben findet sich in Kap.7.

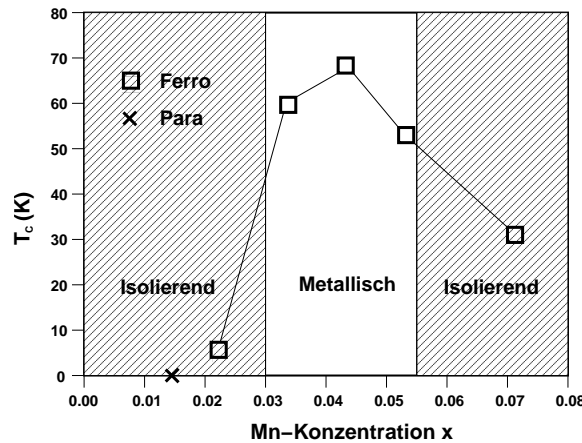


Abbildung 2.5: Ferromagnetische Übergangstemperatur (Curie-Temperatur)  $T_C$  von  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  als Funktion vom Mangan-Gehalt  $x$  nach H Oiwa et al. (siehe [26]);

Ist der Mangan-Gehalt und somit auch die Löcher-Konzentration  $p$  zu niedrig, so kann keine ferromagnetische, ladungsträgerinduzierte Wechselwirkung zwischen

den Mangan-Spins eintreten und die Probe bleibt paramagnetisch bis zu sehr tiefen Temperaturen. Durch die Kompensation der Löcher aufgrund der bei den herrschenden Wachstumsbedingungen unvermeidlichen Arsen-Fehlstellen ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) wird die Löcherkonzentration zusätzlich verringert. Da Elektronen eine geringere Zustandsdichte aufweisen und auch der magnetische Austauschparameter für Elektronen im Leitungsband tendenziell kleiner ist als für die Löcher in den Valenzbändern, tragen die Elektronen nicht zu einem indirekten ferromagnetischen Austausch bei. Sobald eine vorhandene p-Dotierung durch etwaige Fehlstellen ganz oder teilweise kompensiert wird, schwächt dies die indirekte ferromagnetische Austauschwechselwirkung und die ferromagnetische Sprungtemperatur  $T_C$  nimmt ab. Dies konnte auch von Satoh *et al.* nachgewiesen werden, der GaMnAs-Proben zusätzlich mit Zinn dotierte. Die dadurch entstandene zusätzliche Kompensation der Löcher führt zu einer Abnahme der Curie-Temperatur [29]. Bei n-dotierten Proben ist es deshalb schwierig, die direkte antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen den Mangan-Ionen durch eine ladungsträger-induzierte ferromagnetische Wechselwirkung zu dominieren [24].

Eine genauere Untersuchung mit Hilfe eines Zener-Modells ergibt eine Abhängigkeit der Curie-Temperatur in der Form [30]

$$T_C = C \cdot x \cdot p^{1/3}, \quad (2.5)$$

wobei  $C$  eine vom Basismaterial abhängige Konstante ist,  $x$  für den Mangan-Gehalt steht und  $p$  die Löcherkonzentration ist. Um eine möglichst hohe Curie-Temperatur zu erhalten, muss sowohl der Mangan-Gehalt als auch die Löcherkonzentration berücksichtigt werden. Eine etwaige Kompensation der Löcher und eine damit verbundene Reduzierung von  $p$  führt also nach Gl. 2.5 zu einer Abnahme der Curie-Temperatur.

Wie schon bei den Ausführungen zu Abb. 2.4 erklärt wurde, führt eine sukzessive Erhöhung des Mangan-Anteils zu einer Zunahme der Löcher-Konzentration  $p$ . In Verbindung mit Gl. 2.5 ist die daraus resultierende Erhöhung der ferromagnetischen Übergangstemperatur zu erklären. Der ladungsträger-induzierte ferromagnetische Austausch zwischen den Mangan-Ionen wird also durch eine Erhöhung von  $p$  verstärkt. Dies ist der Bereich  $0.02 \leq x \leq 0.045$  in Abb. 2.5.

Wird nun weiter Mangan in die GaMnAs-Struktur eingebaut, so nimmt die Zahl der bereits erwähnten Fehlstellen von Mangan ( $\text{Mn}_I$ ) zu und somit steigt die Kompensation der Löcher. Die damit verbundene Abnahme von  $p$  führt zu einer Reduzierung der Curie-Temperatur nach Gl. 2.5 und schließlich findet der bereits erwähnte Metall-Isolator Übergang statt.

Ein ähnliches Phasendiagramm der ferromagnetischen Übergangstemperatur  $T_C$  als Funktion von  $x$  findet sich auch bei H. Ohno und F. Matsukura [24], allerdings ohne Angabe der Metall-Isolator-Übergänge. Das Maximum von  $T_C$  bei  $x \sim 4\text{-}5\%$  deckt sich mit dem aus Abb. 2.5.

Da durch das Einbauen von Mangan in GaAs die Ladungsträger-Konzentration nicht unabhängig vom Mangan-Anteil variiert werden kann, existiert die Möglichkeit, Fremdatome bewusst in die GaMnAs-Struktur einzubringen. Dadurch ist es z. B. möglich, die Kompensation der Löcher zu verstärken und somit den ferromagnetischen Austausch zu schwächen [29]. Eine andere Möglichkeit ist der Einbau zusätzlicher Akzeptoren in eine Probe mit nicht zu hoher Mangan-Konzentration. Dies führt zu einer Erhöhung von  $p$  ohne dabei die störenden auf Zwischengitterplätzen eingebauten Mangan-Fehlstellen ( $Mn_I$ ) in Kauf nehmen zu müssen. Allerdings gilt auch in diesem Fall, dass die Ladungsträgerdichte nicht beliebig gesteigert werden kann. Auch hier stellt die bereits erwähnte maximal erreichbare Fermie-Energie  $E_{F,max}$  eine physikalische Grenze dar. Wird diese Grenze bei festem Mangan-Gehalt  $x$  durch zusätzliche p-Dotierung überschritten, so reduziert sich auch in diesem Fall die ferromagnetische Austausch-Wechselwirkung und somit die Curie-Temperatur [31].

Eine andere Möglichkeit, die Curie-Temperatur weiter zu erhöhen, besteht in einer nachträglichen Behandlung, dem sogenannten „Tempern“. Dabei wird die fertige Probe einer Temperatur ausgesetzt, die leicht über der Wachstumstemperatur liegt. Da einige der hier untersuchten Proben mit dieser Methode behandelt wurden, wird in Abschnitt 2.4 genauer darauf eingegangen.

Im Folgenden wird die Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben genauer beleuchtet.

## 2.3 GaMnAs-Volumenkristalle

Die Herstellung von Volumenkristallen beruht auf der Auskristallisierung einer Schmelze bestehend aus den Elementen, aus denen die Probe bestehen soll. Dabei ist das stöchiometrische Verhältnis der späteren Verbindung auch in der Schmelze beizubehalten.

Die hier vorgestellten Volumen-Kristalle sind allesamt aus den USA von der Arbeitsgruppe von Prof. A. K. Ramdas (Purdue University, West-Lafayette/Indiana) und wurden dort von I. Miotkowski hergestellt.

Zur Herstellung wurde das sogenannte Bridgman-Verfahren angewandt. Dabei wer-

den die Elemente aus denen die spätere Probe bestehen soll im entsprechenden stöchiometrischen Verhältnis in einem Glasröhrchen zu einer Schmelze erhitzt. Durch Anlegen eines Temperaturgradienten und kontinuierliches Abkühlen beginnt die Probe am kälteren Ende auszukristallisieren, sobald der Schmelzpunkt unterschritten ist. Im Idealfall bildet sich im Röhrchen eine einkristalline Probe aus.

Da sich die Schmelze immer im thermischen Gleichgewicht befindet, ist die maximal mögliche Anzahl an homogen eingebauten Mangan-Ionen in einem GaMnAs-Kristall begrenzt durch die Löslichkeit von Mangan in GaAs mit etwa  $10^{19}$  Mangan-Atomen pro  $\text{cm}^3$  [11]. Dies entspricht einem Mangan-Anteil  $x$  von etwa 0.002, was nicht ausreicht, um ferromagnetische GaMnAs-Volumenkristalle zu erhalten, wie man durch Vergleich mit dem Phasendiagramm aus Abb. 2.5 erkennt.

Weiterhin muss man bei dieser Methode von einem polykristallinen Charakter der Proben ausgehen, so dass immer nur kleine Bruchstücke einkristallin sind. Außerdem ist das zugegebene Mangan nicht völlig homogen in der gesamten Schmelze verteilt.

## 2.4 GaMnAs-Epitaxieschichten

Um die Schwierigkeit der geringen Löslichkeit von Mangan in GaAs zu umgehen, ist es notwendig, Wachstumsmethoden anzuwenden, bei denen sich die Probe weit ab vom thermischen Gleichgewicht befindet.

Mit Hilfe der Niedrig-Temperatur Molekularstrahl-Epitaxie (LT-MBE) ist es möglich, homogenen Einbau von Mangan-Ionen in die GaAs-Matrix mit Konzentrationen bis zu annähernd 10 % zu erreichen. Man spricht deshalb von Niedrig-Temperatur MBE, weil die typische Wachstumstemperatur von etwa 250 °C sehr viel niedriger liegt, als die bei GaAs üblichen 600 °C [24]. Die Gründe für die Notwendigkeit einer Reduzierung der Wachstumstemperatur wurden bereits in Abschnitt 2.2.2 erläutert.

Bei allen hier vorgestellten GaMnAs-Epitaxieschichten wurde eine Schicht GaAs bei normalen Wachstumsbedingungen von 590 °C auf semi-isolierendes (001) GaAs aufgebracht. Danach wurde die Substrat-Temperatur  $T_S$  auf 200-300 °C reduziert und eine 100-300 nm dicke LT-GaAs Schicht aufgebracht. Dieser Schritt fand genau wie das spätere Wachstum der GaMnAs-Schicht unter Arsen-Überschuss statt, d.h. das Verhältnis der Drücke im Arsen- bzw. Gallium-Strahl in der MBE-Anlage betrug in etwa  $\text{As}_2:\text{Ga} = 20:1$ . Die LT-GaAs-Schicht diente als Basis sowohl für die GaMnAs/GaAs-als auch für die GaMnAs/GaInAs-Schichten, die darauf aufgebracht wurden.

Die GaMnAs-Epitaxieschichten wurden von X. Liu aus der Arbeitsgruppe von

Prof. J. K. Furdyna, University of Notre Dame aus Indiana / USA hergestellt.

### 2.4.1 GaMnAs/GaAs

Im Falle von GaMnAs/GaAs wurde die GaMnAs-Schicht direkt auf das oben angesprochene LT-GaAs aufgewachsen mit einer typischen Wachstumsgeschwindigkeit von  $0.8 \mu\text{m/h}$ . Die Substrattemperatur dieser Proben lag während des Wachstums zwischen  $210$  und  $275^\circ\text{C}$ . Genauere Proben- und Wachstumsparameter sind in Tabelle 2.2 (siehe Seite 28) aufgeführt. Während des gesamten Wachstumsprozesses der GaMnAs-Schicht konnte mit Hilfe von RHEED-Messungen (reflection high energy electron diffraction) die Oberflächenstruktur beobachtet werden, um etwaige MnAs-Bildungen zu erkennen.

Die direkt auf GaAs aufgewachsene GaMnAs-Epitaxieschicht besitzt eine leicht größere Gitterkonstante als das Grundmaterial und ist somit gestaucht. Selbst bei einer  $2 \mu\text{m}$  dicken GaMnAs-Schicht kann davon ausgegangen werden, dass diese Verspannung nicht relaxiert ist, was auf die niedrige Wachstumstemperatur von  $260^\circ\text{C}$  zurückzuführen ist. Diese Verspannung führt zu einer in der Probenebene liegenden leichten Richtung der Magnetisierung. Diese Richtung der Magnetisierung wird im Folgenden öfters mit „*in-plane*“ charakterisiert.

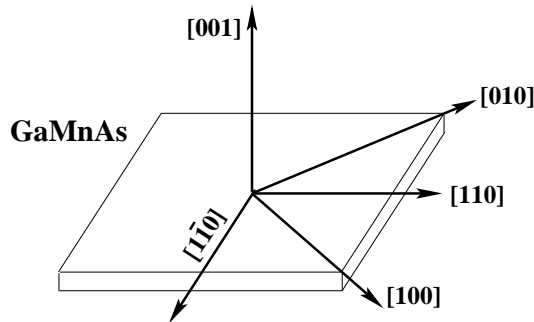


Abbildung 2.6: Orientierung der kristallographischen Achsen der hier verwendeten Epitaxieschichten;

Eine genauere Untersuchung mittels FMR-Messungen (ferromagnetic resonance) von Liu *et al.* zeigte, dass die leichte Richtung der Magnetisierung entlang der  $[100]$ - bzw. der  $[010]$ -Richtung liegt [32]. In den FMR-Messungen konnte kein messbarer Unterschied im Resonanz-Feld entlang dieser beiden kristallographischen Richtungen festgestellt werden. Allerdings zeigte sich ein Unterschied zwischen der  $[110]$ - und der



[110]. Diese Anisotropie rührt her von der Struktur der Kation-Anion-Bindung in der (001)-Zinkblende-Ebene und wird im Kap. 3.3.8 noch ausführlicher und quantitativ behandelt [32]. In Abb. 2.6 sind die kristallographischen Achsen der untersuchten Epitaxieschichten relativ zur Probengeometrie der hier verwendeten GaMnAs-Epitaxieschichten eingezeichnet.

### 2.4.2 GaMnAs/GaInAs

Eine zweite Probenserie zeichnete sich durch eine zusätzliche, 1000 nm dicke GaInAs-Schicht aus, die zwischen dem LT-GaAs und der GaMnAs-Schicht liegt. Der Indium-Gehalt dieser Zwischenschicht beträgt zwischen 15 und 25 % und führt dazu, dass diese GaInAs-Schicht eine leicht größere Gitterkonstante hat als das darauf aufgebraute GaMnAs, so dass die GaMnAs-Schicht eine Dehnung spührt. Diese Verspannung führt über eine magnetoelastische Wechselwirkung zu einer leichten Richtung der Magnetisierung, die senkrecht zur Probenebene liegt, also parallel zur [001]-Richtung (siehe Abb. 2.6). Im Folgenden wird diese Richtung mit „out-of-plane“ bezeichnet. Bei Proben mit Indium-Konzentrationen von weniger als 15% bleibt die leichte Richtung der Magnetisierung in der Schichtebene [33].

## 2.5 Getemperte Proben

Wie schon bei den Ausführungen zu den GaMnAs-Phasendiagrammen in Abschnitt 2.2.2 erläutert wurde, ist es möglich, die GaMnAs-Epitaxieschichten nachträglich durch ein sogenanntes „Tempern“ zu behandeln. Dabei werden die fertigen Epitaxieschichten eine Stunde lang einer Temperatur von 280 °C ausgesetzt. Diese Temperatur liegt etwa 20 °C über der für diese Proben typischen Wachstumstemperatur.

An dieser Stelle sei nur kurz erwähnt, dass dieser Prozess des nachträglichen Temperns die Curie-Temperatur erhöht, sowie die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung signifikant verändert, was bei der Vorstellung und Interpretation der Messergebnisse in Kap. 7 noch genauer dargestellt wird.

Eine noch nicht getemperte GaMnAs-Probe weist bei nicht zu geringen Mangan-Konzentrationen einen gewissen Anteil an Mangan-Fehlstellen auf, was bereits bei den Ausführungen zu Abb. 2.4 und Abb. 2.5 erläutert wurde. Diese auf Zwischengitterplätzen eingebauten  $Mn_I$ -Ionen besitzen eine hohe Beweglichkeit und sind positiv geladen. Sie können auf einem Zwischengitterplatz sitzen und gleichzeitig an einen negativ geladenen  $Mn_{Ga}$ -Akzeptor schwach gebunden sein. Durch diese enge Bindung

wechselwirken deren Spins antiferromagnetisch miteinander, so dass sich deren gesamtes magnetisches Moment wegmittelt und auf die Gesamtmagnetisierung keinen Einfluss hat. Durch das Tempern der fertigen Probe brechen diese schwachen  $\text{Mn}_I$ - $\text{Mn}_{Ga}$ -Bindungen teilweise auf und setzen das gut bewegliche  $\text{Mn}_I$ -Ion frei [34]. Dieses kann nun entweder einen Gallium-Platz einnehmen oder  $\text{MnAs}$ -Cluster bilden. Dadurch wird das ursprünglich an das  $\text{Mn}_I$ -Ion antiferromagnetisch gekoppelte magnetische Moment des  $\text{Mn}_{Ga}$ -Ions frei und trägt zur Gesamtmagnetisierung der Probe bei. Gleichzeitig erhöht dieser zurückbleibende negativ geladene  $\text{Mn}_{Ga}$ -Akzeptor die p-Konzentration der Probe. Auf diese Weise ist es möglich, die durch MBE-Verfahren maximal erreichbare p-Dotierung von  $\text{GaMnAs}$ -Epitaxieschichten durch nachträgliches Tempern zu erhöhen.

Ein Herausdiffundieren sowohl der Manganatome als auch der Elemente des III-V-Basismaterials aus der Oberfläche der  $\text{GaMnAs}$ -Schicht kann als Begründung für die Änderung der magnetischen Eigenschaften ausgeschlossen werden. Potashnik *et al.* [35] konnten ähnliche Auswirkungen eines nachträglichen Temporns an  $\text{GaMnAs}$ -Epitaxieschichten feststellen, allerdings an Proben die mit einer Deckschicht versehen waren, so dass ein Herausdiffundieren der Bestandteile der  $\text{GaMnAs}$ -Schicht ausgeschlossen werden kann.

## 2.6 Probenliste

Im Folgenden sind alle in dieser Arbeit untersuchten  $\text{GaMnAs}$ -Proben aufgelistet. Diese Tabelle gliedert sich grob in zwei Teile. Während in der oberen Tabelle alle untersuchten Epitaxieschichten aufgelistet sind, finden sich in der unteren Tabelle die Volumenkristalle.

Die erste Spalte gibt die jeweilige Probennummer an. Dabei ist in Tab. 2.2.a) noch die Besonderheit, dass diejenigen Epitaxieschichten, die durch nachträgliches Tempern behandelt wurden mit der Bezeichnung „A@280“ versehen sind. Dies deutet an, dass die Atmosphäre, der diese Proben beim Prozess des Temporns ausgesetzt waren eine Temperatur von 280 °C hatte. Alle getemperten Proben waren für eine Stunde dieser Atmosphäre ausgesetzt. Von diesen Proben 21008B, 10917A und 10914B existieren jeweils unbehandelte Probenstücke sowie die getemperten Exemplare um die Auswirkungen dieses nachträglichen Prozesses genauer untersuchen zu können.

In der zweiten und dritten Spalte ist der prinzipielle Aufbau der entsprechenden Epitaxieschicht dargestellt. Auf Feinheiten wie Dicke der LT-GaAs-Schicht etc.

ist bewusst verzichtet worden. Genaueres findet sich in den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2. Wie dort bereits erwähnt besitzen GaMnAs/GaAs-Proben eine leichte Richtung der Magnetisierung, die *in-plane* liegt, wohingegen die leichte Richtung der GaMnAs/GaInAs-Proben *out-of-plane* ist (s.o.). Bei den auf GaInAs gewachsenen Epitaxieschichten ist in der vierten Spalte neben dem Mangan-Gehalt der GaMnAs-Schicht noch der Indium-Gehalt der darunterliegenden GaInAs-Schicht eingetragen. Die Dicke dieser GaInAs-Zwischenschicht beträgt bei allen out-of-plane-Proben 1000 nm.

Der angegebene Mangan-Gehalt entstammt den Angaben des Probenherstellers und beruht auf der Ausnutzung der vom Mangan-Gehalt abhängigen Gitterkonstanten, worauf bereits in Kap. 2.2 genauer eingegangen wurde.

In Tab. 2.2.b) sind die untersuchten Volumenkristalle aufgelistet. Die angegebenen Mangan-Konzentrationen sind allerdings nicht an den fertigen Probenstücken gemessen, sondern beziehen sich auf den Mangan-Gehalt, wie er als Zugabe in der Schmelze vorlag. Da MnAs-Ausscheidungen und eine gewisse inhomogene Verteilung der Mangan-Atome in der Schmelze nicht auszuschließen sind, können die wahren Wert der Mangan-Gehalte unter Umständen kleiner sein. Die Probe ET96 mit der höchsten Mangan-Konzentration von 0.5%, was in etwa einem Anteil von  $2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entspricht, ist somit aufgrund der möglichen Mangan-Ausscheidungen immer noch unterhalb der Konzentration, bei der das Einsetzen des Ferromagnetismus erwartet wird.

Um diese Volumenkristalle für Kerr-Messungen verwenden zu können, mussten sie jeweils in Scheiben gesägt und beidseitig poliert werden.

Tabelle 2.2: *Liste aller in dieser Arbeit untersuchten GaMnAs-Proben; obere Tabelle: Epitaxieschichten; untere Tabelle: Volumenkristalle; weitere Erläuterungen siehe Text;*

### 2.2.a) Epitaxieschichten

<i>Proben-Nr.</i>	<i>Aufbau</i>	<i>Schicht-Dicke</i>	<i>Mn-Gehalt <math>x</math> [%]</i>
10529A	GaMnAs/GaAs	300 nm	1.4
10529D	GaMnAs/GaAs	300 nm	2.5
01016A	GaMnAs/GaAs	300 nm	5.0
21008B (A@280)	GaMnAs/GaAs	120 nm	7.0
10914A	GaMnAs/GaAs	90 nm	8.0
00315A	GaMnAs/GaInAs	300 nm	3.0 / 20% In
10917A (A@280)	GaMnAs/GaInAs	100 nm	7.0 / 15% In
10914B (A@280)	GaMnAs/GaInAs	100 nm	8.5 / 25% In
20501A	GaMnAs/GaAs	4.0 $\mu\text{m}$	$\sim 3.0$
40219B	GaMnAs/GaAs	2.7 $\mu\text{m}$	$\sim 1.8\text{-}2.4$

### 2.2.b) GaMnAs- Volumenkristalle

<i>Proben-Nr.</i>	<i>Mn-Gehalt <math>x</math></i>
ET86	$10^{18} \text{ cm}^{-3}$
ET96	$\sim 0.5\% \text{ Mn}$
ET100	$5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
ET105	$10^{19} \text{ cm}^{-3}$

# Kapitel 3

## Magnetismus im Festkörper

In diesem Kapitel wird auf die physikalischen Grundlagen des Para- und Ferromagnetismus genauer eingegangen. Dabei hat vor allem das Unterkapitel über den Paramagnetismus keinesfalls den Anspruch dieses Phänomen bis in alle Details ganzheitlich zu erklären.

Das Hauptaugenmerk dieses Kapitels liegt auf dem Ferromagnetismus, da die hier vorgestellten Messungen und Ergebnisse bis auf einige Eichmessungen an paramagnetischen Proben hauptsächlich an ferromagnetischen GaMnAs-Epitaxieschichten gewonnen wurden.

Dabei werden die für magnetische Halbleiter wichtigen Wechselwirkungsmechanismen erläutert, wobei die indirekte, über Ladungsträger vermittelte RKKY- Wechselwirkung eine besondere Gewichtung erhält. Insbesondere beim Halbleiter muss zwischen der magnetischen Wechselwirkung der Mangan-Ionen mit den Ladungsträgern im Leitungs- und im Valenzband und der Mangan-Ionen untereinander unterschieden werden.

Zur Beschreibung der ferromagnetischen Wechselwirkung in einem Ensemble von magnetischen Momenten wird auf die Weiss'sche Molekularfeld-Theorie genauer eingegangen. Weiterhin wird das Zusammenspiel von äußerem Magnetfeld  $\vec{H}$  und Magnetisierung  $\vec{M}$  einer ferromagnetischen Probe betrachtet, was sich im Zustandekommen der Hysterese-Schleife  $\vec{M}(\vec{H})$  niederschlägt. Ein bisher schon erwähnter Parameter ferromagnetischer Substanzen ist die sogenannte Curie-Temperatur und das Curie-Weiss-Gesetz, deren Beschreibung ebenfalls Teil dieses Kapitels ist.

### 3.1 Allgemeines

Die physikalische Grundlage zur Beschreibung magnetischer Phänomene bilden die Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho, & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0.\end{aligned}\quad (3.1)$$

Dabei ist  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte. Die Stromdichte ist mit  $\vec{j}$  bezeichnet, während  $\rho$  für die Ladungsdichte steht.

Im Vakuum gelten die Gleichungen

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (3.2)$$

mit der dielektrischen Verschiebung  $\vec{D}$  und der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$ . Ihre Verbindung zu  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  im Vakuum wird über die Dielektrizitäts- bzw. Permeabilitätskonstante des Vakuums,  $\varepsilon_0$  bzw.  $\mu_0$ , vermittelt, deren Zusammenhang mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c$  durch  $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$  gegeben ist.

Die Gleichungen (3.2) werden in Materie erweitert zu

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (3.3)$$

wobei mit  $\vec{P}$  die dielektrische Polarisierung und mit  $\vec{M}$  die Magnetisierung der betrachteten Substanz bezeichnet ist. Die Magnetisierung  $\vec{M}$  ist wiederum die Summe über alle magnetischen Momente der Probe pro Volumen,

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{m}_i. \quad (3.4)$$

Führt man noch die *relative* Dielektrizitätszahl  $\varepsilon_r$  und die *relative* Permeabilität  $\mu_r$  als Materialparameter ein, so entspricht Gl. (3.4) den Maxwell'schen Materialgleichungen

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}. \quad (3.5)$$

Die magnetische Suszeptibilität  $\chi_m$  wird definiert durch die Beziehung

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}, \quad (3.6)$$

so dass der zweite Teil von Gl. (3.3) umgeschrieben werden kann als

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad (3.7)$$

wobei damit die relative Permeabilität des Mediums gleich  $\mu_r = 1 + \chi_m$  ist.

Alle in der Natur vorkommenden Substanzen lassen sich nun bezüglich der Größe und des Betrages ihrer magnetischen Suszeptibilität klassifizieren:

- $\chi < 1 \leftrightarrow$  diamagnetisch  $(\sim -10^{-5})$
- $\chi > 1 \leftrightarrow$  paramagnetisch  $(\sim 10^{-5} \dots 10^{-3})$
- $\chi \gg 1 \leftrightarrow$  ferromagnetisch  $(\leq 10^6)$

Während die Gleichung  $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$  immer gilt, setzen diejenigen Beziehungen, in denen die Suszeptibilität  $\chi_m$  oder die relative Permeabilität  $\mu_r$  vorkommen voraus, dass die betrachtete Substanz isotrop ist und einen linearen Zusammenhang zwischen  $\vec{M}$  und  $\vec{H}$  besitzt. Dies ist z. B. in ferromagnetischen Materialien nicht der Fall, bei denen  $\mu_r$  abhängig von der Vorgeschichte der Probe und von der Größe von  $\vec{H}$  um Größenordnungen schwanken kann [36].

Die SI-Einheiten der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$  sind  $[\vec{H}] = [\vec{M}] = A/m$  bzw. für magnetische Flussdichte  $[\vec{B}] = Vs/m^2 = Tesla = T$ . Oftmals wird auch für die magnetischen Flussdichte die Einheit  $G$  (Gauß) verwendet. Dabei gilt die Umrechnung  $1 G = 10^{-4} T$ . Der Einfachheit halber sind alle in dieser Arbeit präsentierten magnetfeldabhängigen Messungen in den Einheiten  $G$  bzw.  $T$  der magnetischen Flussdichte dargestellt, obwohl - streng genommen - die magnetische Feldstärke mit der Einheit  $A/m$  die relevante Größe ist.

Für die Magnetisierung wird oftmals noch die Einheit  $emu/cm^3$  verwendet. Die Umrechnung von  $emu/cm^3$  auf die SI-Einheit der Magnetisierung ist  $10^3$ , es gilt also  $1 emu/cm^3 = 10^3 A/m$ . Für den Fall, dass die Magnetisierung als  $emu/cm^2$  angegeben ist, muss dieser Wert noch durch die Probendicke dividiert werden. Gerade bei den hier untersuchten Epitaxieschichten sind die Angaben der Magnetisierung vom Probenhersteller oftmals in der Einheit  $emu/cm^2$ .

## 3.2 Paramagnetismus

Beim Paramagnetismus spielt neben dem Bahndrehimpuls auch der Elektronenspin eine entscheidende Rolle. Besitzt ein Atom den Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und den Gesamtspin

$\vec{S}$ , so ist sein Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Das damit verbundene magnetische Moment  $\vec{m}$  ist dann gegeben als

$$\vec{m} = \gamma \hbar \vec{J} = -g \mu_B \vec{J}. \quad (3.8)$$

Dabei ist  $\gamma$  das sogenannte gyromagnetische Verhältnis und der Landé-Faktor  $g$  ist für ein freies Atom gegeben durch die Landé-Gleichung:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (3.9)$$

Atome und Moleküle mit einer ungeraden Elektronenzahl tragen immer zum Paramagnetismus bei, da deren Gesamtspin niemals Null werden kann. Außerdem sind Atome und Ionen mit nur teilweise gefüllten Schalen paramagnetisch, wie z. B. die Übergangselemente. Ebenfalls paramagnetisch sind Ionen, mit nur teilweise gefüllte Schalen, sowie die Actinide.

Befindet sich ein solches Atom mit einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  in einem Magnetfeld  $\vec{B}$ , das in  $z$ -Richtung zeigt, so spalten die Energieniveaus auf in  $2J + 1$  Niveaus der Energie

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{B} = -m_z B_z = g \mu_B J_z B_z \quad (3.10)$$

auf, wobei  $J_z$  im Magnetfeld  $2J + 1$  verschiedene Einstellmöglichkeiten besitzt. In einem solchen Feld präzidieren die magnetischen Momente um eine Achse, die parallel zum Magnetfeld gerichtet ist. Da nach den Gesetzen der Quantenmechanik nur bestimmte Einstellmöglichkeiten von  $\vec{J}$  vorkommen ( $J_z = m_J \hbar$ ;  $m_J = -J, -J+1, \dots, J$ ), entspricht die Gesamtmagnetisierung der Summe aller erlaubten Orientierungen, die entsprechend der Boltzmann-Verteilung besetzt sind.

Da der Schwerpunkt dieses Kapitels auf den magnetischen Eigenschaften im Festkörper liegt, soll als nächstes auf die Gesamtmagnetisierung eines Paramagneten bei einer bestimmten Temperatur  $T$  eingegangen werden. Im Festkörper existieren viele Atome oder Ionen, deren Wechselwirkung untereinander zunächst vernachlässigt werden soll. Um die Vielzahl an magnetischen Momenten zu berücksichtigen, muss mit Hilfe der statistischen Physik die Wahrscheinlichkeit ermittelt werden, mit der die  $z$ -Komponente  $m_z$  des magnetischen Momentes eines Atoms oder Ions im Festkörper auftritt. Die Gesamtmagnetisierung  $M$  ergibt sich dann durch Multiplikation der Komponente  $m_z$  des einzelnen magnetischen Momentes mit der Boltzmann Wahrscheinlichkeit, anschließender Summation über alle  $2J + 1$  möglichen  $m_z$ -Werte und



Multiplikation mit der Anzahl  $N$  der Atome [37]. Die in der Boltzmann-Statistik  $e^{(-E/k_B T)}/\mathcal{Z}$  ( $\mathcal{Z}$ : Zustandssumme) vorkommende Energie ist der Gl. (3.10) zu entnehmen. Man erhält somit für die Magnetisierung  $M$ :

$$M = N \frac{\sum_{J_z=-J}^J m_z \exp(-E/k_B T)}{\sum_{J_z=-J}^J \exp(-E/k_B T)} = N \frac{\sum (J_z/J) \exp(a J_z/J)}{\sum \exp(a J_z/J)} g \mu_B J; \quad (3.11)$$

Dabei wurde die Abkürzung  $a = \frac{g J \mu_B \mu_0 H}{k_B T}$  verwendet. Da in Gl. (3.11) der Zähler die Ableitung des Nenners nach  $a$  ist, also

$$M = N g \mu_B J \frac{d}{da} \left\{ \ln \left[ \sum \exp \left( a \frac{J_z}{J} \right) \right] \right\}, \quad (3.12)$$

lässt sich  $M$  weiter berechnen. Der in Gl. (3.12) in eckigen Klammern stehende Ausdruck ist eine geometrische Reihe mit dem Quotienten  $\exp(-a/J)$ . Durch Aufsummieren und Ausführung der Differentiation erhält man schließlich die Magnetisierung  $M$  eines Paramagneten:

$$\begin{aligned} M &= N g \mu_B J \left[ \frac{2J+1}{2J} \coth \left( \frac{2J+1}{2J} a \right) - \frac{1}{2J} \coth \left( \frac{a}{2J} \right) \right] \\ &= N g \mu_B J \mathbf{B}_J(\mathbf{a}) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Dabei wurde die Brillouin-Funktion  $B_J$  eingeführt. In Abb. 3.1 ist der prinzipielle Verlauf einer Brillouin-Funktion für drei verschiedene Temperaturen graphisch dargestellt. Wie man daraus erkennen kann, erreicht die Magnetisierung eines idealen Paramagneten bei höheren Temperaturen niemals eine Sättigung, da die thermische Bewegung immer einer parallelen Ausrichtung aller magnetischen Momente entgegenwirkt. Je höher also die Temperatur ist, umso stärker wird die parallele Ausrichtung gestört und umso geringer ist die Gesamtmagnetisierung. Bei  $B = 0$  sind alle magnetischen Momente statistisch verteilt und die Gesamtmagnetisierung verschwindet.

Für kleine Magnetfelder und hohe Temperaturen kann  $B_J$  entwickelt werden und man erhält mit diesen Näherungen, also für den Parameter  $a \ll 1$  den vereinfachten Ausdruck

$$B_J(a) = \frac{J+1}{3J} a, \quad (3.14)$$

mit dessen Hilfe die paramagnetische Suszeptibilität  $\chi_{para}$  gewonnen werden kann:

$$\chi_{para} = \frac{M}{B} \simeq N \frac{\mu_{eff}^2 \mu_0}{3k_B T} = \frac{C}{T} \quad (3.15)$$

Dies ist das bekannte Curie'sche  $\frac{1}{T}$ -Gesetz für den Paramagnetismus mit der Curie-Konstanten  $C$ .

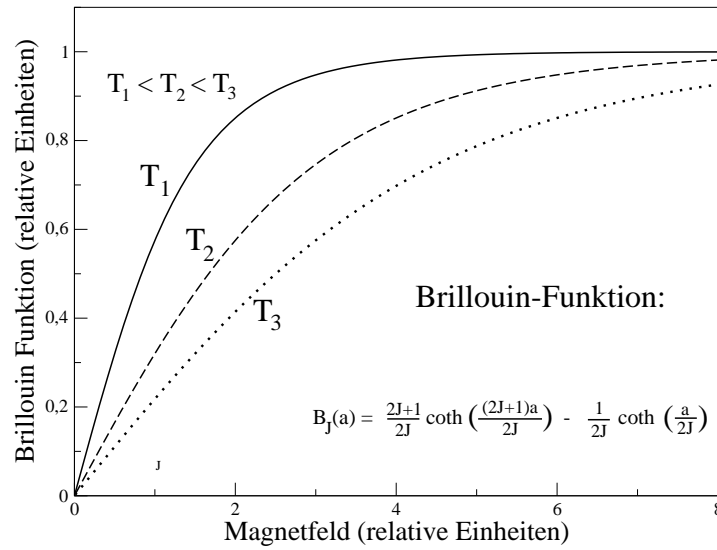


Abbildung 3.1: Brillouin-Funktion (in relativen Einheiten) für die Magnetisierung eines Paramagneten für drei verschiedene Temperaturen  $T_1 < T_2 < T_3$  als Funktion des Magnetfeldes (relative Einheiten);  $a = \frac{gJ\mu_B\mu_0 H}{k_B T}$

In Abb. 3.1 ist der Parameter der Brillouin-Funktion zwar  $a = \frac{gJ\mu_B\mu_0 H}{k_B T}$ , doch bei fester Temperatur ist  $a$  bis auf einen Faktor gleich der Magnetfeldstärke  $H$ , was durch die relativen Einheit der x-Achse berücksichtigt ist. Für hohe Felder oder niedrige Temperaturen nähert sich die Brillouin-Funktion dem Wert 1 an und  $M$  ist konstant gleich  $Ng\mu_B J$ .

Beispiele für paramagnetische Festkörper bzw. Halbleiter sind  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  mit Mangan-Konzentrationen bis zu 10% oder die hier behandelten  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Verbindungen, die mit Mangan-Konzentrationen unterhalb von 0.2% paramagnetisch bleiben selbst bei sehr niedrigen Temperaturen (siehe Phasendiagramm in Abb. 2.4).

### 3.3 Ferromagnetismus

Das Auftreten des Ferromagnetismus ist ein kollektiver Effekt, der durch die Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander - direkt oder indirekt über Ladungsträger - entsteht. Ein Ferromagnet zeichnet sich durch eine spontane Magnetisierung aus, die auch ohne äußeres Magnetfeld vorhanden ist. Alle magnetischen Momente sind dabei längs einer ausgezeichneten Richtung orientiert. Meist bilden sich sogenannte Weiß'sche Bereiche (Domänen), die homogen magnetisiert sind. Die Magnetisierungsrichtungen verschiedener Domänen können unterschiedlich sein. Diese Weiß'schen Bereiche besitzen dann ein magnetisches Moment, das sich aus den einzelnen Momenten innerhalb dieses Bereiches zusammensetzt.

In einem realen Ferromagneten existieren in der Regel mehrere solcher Bereiche. Deren magnetische Momente kompensieren sich teilweise. In einem äußeren Feld richten sich diese Momente aus und die Gesamtmagnetisierung als Funktion des angelegten Magnetfeldes zeigt die Form einer Hysterese (siehe Abb. 3.5).

Während bei der Behandlung des Paramagnetismus nur eine Wechselwirkung der magnetischen Momente mit dem äußeren Magnetfeld in Betracht gezogen wurde und keine wechselseitigen Beziehungen untereinander zugelassen wurden, so müssen bei der Untersuchung der Ferromagnetismus auch die Wechselwirkungen der magnetischen Momente untereinander in die Betrachtung mit einbezogen werden.

#### 3.3.1 Die klassische Dipol-Dipol-Wechselwirkung

An dieser Stelle sollen nur die direkten Wechselwirkungen der magnetischen Momente in einem Festkörper betrachtet werden. Zunächst soll die klassische Wechselwirkung zweier magnetischer Momente diskutiert werden. Um eine erste Abschätzung zu erhalten, betrachtet man den aus der klassischen Elektrodynamik bekannten Ausdruck für die Wechselwirkungsenergie zweier magnetischer Dipole  $\vec{m}_1$  und  $\vec{m}_2$ :

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left( \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - \frac{3}{r^2} (\vec{m}_1 \cdot \vec{r})(\vec{m}_2 \cdot \vec{r}) \right) \quad (3.16)$$

Die Wechselwirkungsenergie aus Gl. (3.16) kann man größenordnungsmäßig abschätzen, indem man für die magnetischen Momente  $\vec{m}_1$  und  $\vec{m}_2$  jeweils das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$  einsetzt und für den Abstand einige Angstrom. Für eine Parallelstel-

lung zweier Momente ergibt sich somit eine Wechselwirkungsenergie von

$$E \approx 1.6 \cdot 10^{-23} \text{ J} \approx 100 \text{ } \mu\text{eV}. \quad (3.17)$$

Diese Energie entspricht einer Temperatur von nur etwa 1.2 K. Vergleicht man diese Temperatur mit den Curie-Temperaturen einiger typischer Ferromagnete, die im Bereich von einigen 100 K liegen, so wird schnell klar, dass diese direkte Wechselwirkung zwischen den magnetischen Dipolen als Erklärung für den Ferromagnetismus nicht in Frage kommt.

### 3.3.2 Heisenberg-Modell

Um den Ferromagnetismus genauer verstehen zu können, muss die quantenmechanische Wechselwirkung mit in die Betrachtung einbezogen werden. Der Hamilton-Operator für die Wechselwirkung zwischen zwei Spins lautet:

$$\hat{\mathcal{H}}^{Spin} = -\frac{1}{2} I(\vec{r}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.18)$$

Der Faktor  $I(\vec{r})$  wird als Austauschkonstante oder Austauschintegral bezeichnet. Das Vorzeichen von  $I$  ist nun entscheidend, wie die beiden Spins zueinander orientiert sind.

Für  $I > 0$  sind beide Spins parallel ausgerichtet, während bei antiparalleler Orientierung die Austauschkonstante  $I$  negativ ist. Für den hier betrachteten Fall magnetischer Wechselwirkungen im Festkörper muss Gl. (3.18), die nur den Fall einer Wechselwirkung zwischen zwei Spins Rechnung trägt, erweitert werden zu einem Vielteilchensystem. Dies geschieht im sogenannten Heisenberg-Modell mit dem Heisenberg-Hamilton-Operator

$$\hat{\mathcal{H}}^{Heisenberg} = -\frac{1}{2} \sum_{i < j} I(\vec{r}_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.19)$$

wobei  $I(\vec{r}_{ij})$  das Austauschintegral zwischen dem  $i$ -ten und dem  $j$ -ten Spin bezeichnet. Bei der Summation gilt die Einschränkung, dass  $i < j$  ist, um eine Doppelzählung zu vermeiden.

Dieser Heisenberg-Hamilton-Operator beschreibt also die Situation, dass an jedem Punkt  $i$  ein Spin  $\vec{S}_i$  sitzt, wobei alle Spins paarweise über einen Austauschmechanismus mit dem Austauschintegral  $I$  gekoppelt sind. Da man nur die direkte Wechselwirkung zwischen zwei Dipolen betrachtet, spricht man hier von einem *direkten*

Austauschmechanismus.

Das Austauschintegral  $I(\vec{r}_{ij}) = I_{ij}$  ist abhängig vom Abstand der beiden wechselwirkenden Dipole. Allerdings ist es bislang nicht gelungen, dessen Wert theoretisch zu berechnen, was auf die Einfachheit dieses Modells zurückzuführen ist [37]. Bei der Herleitung dieser direkten quantenmechanischen Wechselwirkung spielt die Überlappung der Wellenfunktionen eine entscheidende Rolle, so dass  $I_{ij}$  für nächste Nachbarn meistens groß ist und für weitere Nachbarn stark abfällt [37].

Bei der Behandlung des Austauschmechanismus nach Gl. (3.19) wird angenommen, dass beide Dipole an einem festen Platz sind, was in der Regel für Isolatoren gut erfüllt ist, doch für metallische Leiter mit frei beweglichen Ladungsträgern wie Elektronen oder Löcher nicht mehr stimmt. In der Tat eignet sich das Heisenberg-Modell zur Beschreibung von ferromagnetischen Wechselwirkungen in Isolatoren (z. B. EuO) sehr gut. Die klassischen Ferromagnete wie Eisen (Fe), Cobalt (Co) oder Nickel (Ni) und ihre Legierungen sind mit diesem Modell nicht mehr befriedigend zu erklären. Bei diesen Beispielen handelt es sich jeweils um Metalle, die sich unter anderem durch frei bewegliche Ladungsträger (Elektronen) auszeichnen.

Betrachtet man freie Elektronen, so sind in einem unmagnetischen Stoff alle Zustände innerhalb der Fermi-Kugel bis zur Fermi-Energie  $E_F$  mit je zwei Zuständen, also zwei Spin-Orientierungen, besetzt. Der Radius der mit besetzten Zuständen aufgefüllten Fermi-Kugel ist  $k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$ , wobei  $n_e = N/V$  die Elektronendichte beschreibt. Daraus ergibt sich die mittlere kinetische Energie des Elektronengases zu [37]

$$E_{kin} = N \frac{3}{5} \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}. \quad (3.20)$$

Wird dieses System ferromagnetisch, so sind alle Elektronen durch einen gleichgerichteten Spin ausgezeichnet, und somit ist jeder Zustand nur noch einfach besetzt. Somit verdoppelt sich das Volumen der Fermi-Kugel, was einer Vergrößerung des Radius  $k_F$  um den Faktor  $2^{1/3}$  entspricht. Die kinetische Energie nimmt also nach Gl. (3.20) um den Faktor  $2^{2/3}$  zu. Diese Zunahme der kinetischen Energie kann allerdings nicht durch den Energie-Gewinn bei Parallelstellung der Spins kompensiert werden [37]. Somit neigen freie Elektronen nicht dazu, den ferromagnetischen Zustand zu begünstigen.

Mit Hilfe der Stoner-Wohlfarth-Theorie [38] ist es möglich, eine theoretischen Beschreibung des Ferromagnetismus in einem metallischen Leiter zu erhalten.

### 3.3.3 Die Weiß'sche Molekularfeld-Näherung

Ein eher phänomenologischer Zugang zum Ferromagnetismus wurde im Jahr 1907 von Weiss geliefert, der in der angelsächsischen Literatur meist als „mean field approximation“ bezeichnet wird. Der Grundgedanke der Weiß'schen Molekularfeld-Näherung besteht in der Annahme, dass in einer magnetischen Substanz alle magnetischen Momente eine Gesamtmagnetisierung erzeugen, die einem homogenen *inneren* Magnetfeld in der Probe entspricht. Ein magnetisches Moment „sieht“ dieses gemittelte Feld und wechselwirkt mit ihm.

Der Hamilton-Operator für ein System wechselwirkender magnetischer Momente in einem äußeren Magnetfeld setzt sich dann zusammen aus dem bereits erwähnten Heisenberg-Hamilton-Operator und dem entsprechenden Hamilton-Operator für ein Teilchen im Magnetfeld

$$\hat{\mathcal{H}} = \underbrace{-\frac{1}{2} \sum_{i < j} I_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}_{\text{Heisenberg}} + \underbrace{g\mu_B \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{B}}_{\text{Zeeman}} \quad (3.21)$$

wobei die Austauschkonstante  $I_{ij}$  positiv sein muss für ferromagnetische Wechselwirkung. Schreibt man diese Gl. (3.21) um in der folgenden Form

$$\hat{\mathcal{H}} = g\mu_B \sum_i \vec{S}_i \cdot \left[ \vec{B} - \frac{1}{2g\mu_B} \sum_{j, j>i} I_{ij} \vec{S}_j \right], \quad (3.22)$$

so sieht man, dass das in den eckigen Klammer stehende Magnetfeld aus zwei Anteilen besteht. Während  $\vec{B}$  das äußere Feld bezeichnet, beschreibt der zweite Summand ein effektives Magnetfeld, welches aus den magnetischen Momenten der Spins  $\vec{S}_j$  erzeugt wird. Dieses Feld wird als das Molekularfeld bezeichnet:

$$\vec{B}_i^{MF} = -\frac{1}{2g\mu_B} \sum_{j, j>i} I_{ij} \vec{S}_j \quad (3.23)$$

In dieser Schreibweise erzeugen alle Spins  $\vec{S}_j$  ein Molekularfeld, das auf den am Gitterplatz  $i$  befindlichen Spin wirkt. Führt man die Summe in Gl. (3.23) aus und verwendet, dass jeder Spin  $\vec{S}_j$  ein magnetisches Moment  $\vec{m}_j = -g\mu_B \vec{S}_j$  besitzt und dass die Gesamtmagnetisierung  $\vec{M}$  die Summe aller magnetischen Momente pro Volumen ist, also

$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum \vec{m}_j$ , so erhält man für das Molekularfeld [37]

$$\vec{B}^{MF} = \frac{zI}{2n_0g^2\mu_B^2} \vec{M}. \quad (3.24)$$

Dabei ist  $z$  die Anzahl aller magnetischen Momente im Kristallgitter, die zum Molekularfeld beitragen,  $n_0$  ist die Anzahl der magnetischen Momente pro Volumeneinheit,  $g$  ist der Landé-Faktor und  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton.

Nach Gl. (3.24) ist das Weiß'sche Molekularfeld proportional zur Magnetisierung des Festkörpers. Üblicherweise wird das Molekularfeld dann in der Form

$$\vec{B}^{MF} = \mu_0 \lambda \vec{M} \quad (3.25)$$

geschrieben mit der Molekularfeld-Konstanten  $\lambda$ . Auf diese Weise kann ein effektives Magnetfeld am Ort eines betrachteten Gitteratoms eingeführt werden, das sich aus dem externen und dem Molekularfeld zusammensetzt,

$$\vec{B}^{eff} = \vec{B}^{ext} + \vec{B}^{MF}. \quad (3.26)$$

### 3.3.4 Curie-Weiss-Gesetz

Um die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung eines Ferromagneten zu erhalten, wird das bereits eingeführte Molekularfeld verwendet. Ist die Temperatur hoch genug, d. h. die magnetische Austausch-Energie ist kleiner als die thermische Energie  $k_B T$ , so verschwindet die spontane Magnetisierung und der Festkörper verhält sich paramagnetisch. Die Temperatur, bei der der Übergang von einem ferromagnetischen zum paramagnetischen Zustand stattfindet, heisst Curie-Temperatur. Auf sie wird noch genauer eingegangen.

Im paramagnetischen Zustand erzeugt ein von außen angelegtes Magnetfeld  $\vec{B}^{ext}$  eine Magnetisierung des Festkörpers, die im Gegenzug das Molekularfeld  $\vec{B}^{MF}$  erzeugt. Mit der paramagnetischen Suszeptibilität  $\chi_{para}$  erhält man für die Magnetisierung

$$\mu_0 \vec{M} = \chi_{para} \left( \vec{B}^{ext} + \vec{B}^{MF} \right) \quad (3.27)$$

mit der paramagnetischen Suszeptibilität aus Gl. (3.15)  $\chi_{para} = C/T$  und der Curie-Konstanten  $C$ . Setzt man  $\chi_{para}$  und Gl. (3.25) in obige Gl. (3.27) ein, so ergibt sich für die Magnetisierung  $\mu_0 \vec{M} = \frac{C}{T} \vec{B}^{ext} + \mu_0 \lambda \frac{C}{T} \vec{M}$ , aus der sich nun die Suszeptibilität

$\chi$  als Quotient von Magnetisierung und äußerem Magnetfeld berechnen lässt:

$$\chi = \frac{M\mu_0}{B^{ext}} = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_C} ; \quad \text{mit } T_C := \lambda C \quad (3.28)$$

Dieser Zusammenhang ist als das sogenannte Curie-Weiß'sche Gesetz bekannt mit der Curie-Temperatur  $T_C$ . Gl. (3.28) beschreibt das Verhalten der Suszeptibilität oberhalb der Curie-Temperatur, also im paramagnetischen Bereich recht gut. In der Nähe des Curie-Punktes lässt sich die Suszeptibilität durch genauere Rechnungen beschreiben mit [10]

$$\chi \propto \frac{1}{(T - T_C)^{1.33}} , \quad (3.29)$$

was gut mit experimentellen Befunden zusammenpasst.

Wie man aus Gl. (3.28) erkennt, divergiert die Suszeptibilität bei Annäherung an die Curie-Temperatur. Dies ist einsichtig, da unterhalb dieser Temperatur eine ferromagnetische Ordnung auftritt, und somit auch ohne äußeres Magnetfeld eine spontane Magnetisierung existiert. Während also im paramagnetischen Fall zur Erzeugung einer Magnetisierung der Probe ein Magnetfeld vorhanden sein muss, ist dies im ferromagnetischen Zustand nicht mehr der Fall. Der Quotient aus Magnetisierung und Magnetfeld in Gl. (3.28) divergiert also.

Um die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung zu erhalten, geht man zunächst nur von einem inneren Molekularfeld aus und setzt das äußere Magnetfeld gleich Null. Betrachtet man nun Gl. (3.13) für die Magnetisierung und ersetzt im Argument  $a = \frac{g\mu_B\mu_0 H}{k_B T}$  das Magnetfeld durch Gl. (3.25) und (3.26), so ergibt sich bei verschwindendem äußeren Magnetfeld für die Magnetisierung

$$\frac{M}{M_0} = \mathbf{B}_J \left( \frac{g\mu_B J \lambda M}{k_B T} \right) \quad (3.30)$$

mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_0 = Ng\mu_B B$ . Hierbei handelt es sich um eine implizite Gleichung für die Magnetisierung. Da  $M$  sowohl auf der linken Seite von Gl. (3.30) als auch im Argument der Brillouin-Funktion  $\mathbf{B}_J$  vorkommt, muss diese Gleichung numerisch oder graphisch gelöst werden, um die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur zu erhalten. Für  $J = \frac{1}{2}$  ist die spontane Magnetisierung  $M(T)$  in Abb. 3.2 dargestellt. Dabei sind die spontane Magnetisierung auf den Wert der Sättigungsmagnetisierung  $M_0$  und die Temperatur auf den Wert der Curie-Temperatur  $T_C$  normiert.

Man erkennt, dass die spontane Magnetisierung für  $T \rightarrow 0$  gegen den Sättigungs-



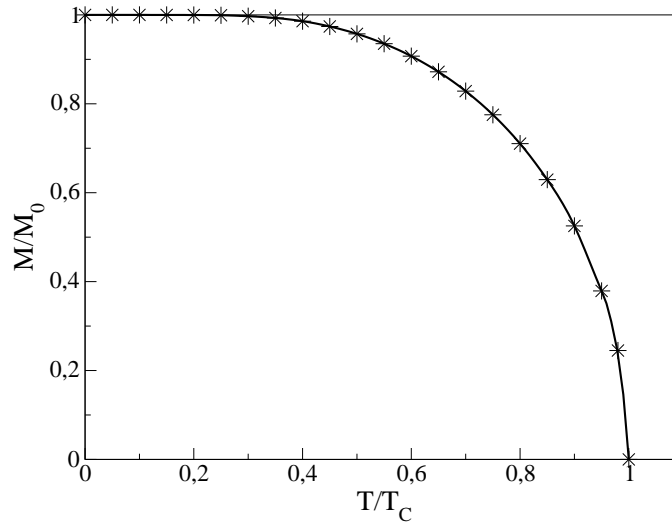


Abbildung 3.2: *Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung eines Ferromagneten für  $J = \frac{1}{2}$ ; Die Werte wurden durch numerische Lösung von Gl. (3.30) bestimmt;*

wert konvergiert. Wird die Substanz erwärmt, so reduziert sich die spontane Magnetisierung bis sie schließlich bei der Curie-Temperatur verschwindet. Ist die Proben temperatur höher als  $T_C$ , existiert keine spontane Magnetisierung mehr und die Substanz ist paramagnetisch. Auf diese Weise kann die Curie-Temperatur experimentell bestimmt werden.

### 3.3.5 Indirekte RKKY-Wechselwirkung

Bislang wurde zur Beschreibung des Ferromagnetismus immer ein direkter Austausch zwischen den magnetischen Momenten in einer Probe angenommen. Sind diese Momente hinreichend nahe beieinander, so ist diese Annahme gerechtfertigt. Zieht man allerdings Substanzen heran, deren mittlerer Abstand zwischen den magnetischen Momenten so groß ist, dass das Austauschintegral praktisch verschwindet, so versagt dieses Modell. Die in dieser Arbeit untersuchten GaMnAs-Proben sind ferromagnetisch, doch ist selbst bei einer relativ hohen Mangan-Konzentration von bis zu 10% der mittlere Abstand zwischen den magnetischen Momenten der Mangan-Ionen so groß, dass eine direkte Wechselwirkung als Erklärung für ferromagnetische Ordnung bis zu den entsprechenden Curie-Temperaturen nicht in Frage kommt.

In Metallen und auch in metallischen Halbleitern (siehe Phasendiagramm, Abb.

2.4) wie den hier vorgestellten stark p-dotierten GaMnAs-Epitaxieschichten existieren Ladungsträger, die bislang bei der theoretischen Betrachtung außer Acht gelassen wurden. Bei der indirekten Wechselwirkung existiert eine magnetische Kopplung zwischen lokalisierten magnetischen Momenten in einem Kristallgitter und den Spins der freien Ladungsträger. Diese koppeln entweder mit anderen Ladungsträgern oder polarisieren aufgrund ihrer Bewegung durch das Kristallgitter andere lokalisierte Momente. Da somit eine Wechselwirkung zwischen den ortsfesten magnetischen Momenten durch die Ladungsträger vermittelt wird, spricht man hier von einem *indirekten* Austauschmechanismus.

Ruderman und Kittel berechneten erstmals 1954 diesen indirekten Austausch für die Kopplung zwischen den Kernspins und den Leitungselektronen [39]. In den Jahren 1956 und 1957 wurde dieser Austauschmechanismus von Kasuya [40] und Yosida [41] verallgemeinert und auf die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Metallen und Legierungen erweitert. Nach ihren Entdeckern wird dieser indirekte Austausch über freie Ladungsträger als RKKY-Austausch benannt.

Grundlage des RKKY-Austausches ist wieder eine Wechselwirkung der Form aus Gl. (3.19) mit dem effektiven Hamiltonian

$$\hat{\mathcal{H}}^{RKKY} = - \sum_{i,j} I_{ij}^{RKKY} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (3.31)$$

Dabei werden die Elektronen durch ihre Blochwellenfunktion charakterisiert. Diese Elektronen vermitteln nun eine Wechselwirkung zwischen den Spins  $\vec{S}_i$  und  $\vec{S}_j$ . Dieser Effekt kann in zweiter Ordnung Störungsrechnung beschrieben werden. Auf eine Darstellung der Herleitung wird an dieser Stelle verzichtet. Die Kopplungskonstante  $I_{ij}^{RKKY}$  für diesen von Ladungsträger vermittelten, indirekten Austauschmechanismus zwischen zwei magnetischen Momenten an den Orten  $i$  und  $j$  ergibt sich dann zu [39, 40, 41]

$$I_{ij}^{RKKY} = \frac{g^2 k_F^6}{E_F} \cdot \frac{\hbar^2 V^2}{N^2 (2\pi)^3} \cdot \frac{[\sin(2k_F r_{ij}) - 2k_F r_{ij} \cos(2k_F r_{ij})]}{(2k_F r_{ij})^4}. \quad (3.32)$$

Dabei ist  $k_F$  der Fermi-Wellenvektor der Elektronen und  $r_{ij} = |(\vec{r}_i - \vec{r}_j)|$  ist der Abstand zwischen zwei magnetischen Momenten, z. B. der Abstand zwischen zwei Mangan-Ionen im Fall der hier untersuchten GaMnAs-Proben. Das Verhältnis aus  $V$  und  $N$  im zweiten Quotienten der Gl. (3.32) ist das Reziproke der Spin-Dichte, also (Anzahl der Spins / Volumen) $^{-1}$ . Der erste Quotient enthält den  $g$ -Faktor der

Elektronen sowie die Fermi-Energie  $E_F$ .

In Abb. 3.3 ist der prinzipielle Verlauf des RKKY-Austauschintegrals als Funktion des Abstandes zwischen zwei magnetischen Momenten dargestellt.

Eines der Hauptmerkmale der RKKY-Wechselwirkung ist das oszillierende Verhalten, das zwischen einem ferromagnetischen und antiferromagnetischen Austausch als Funktion vom Abstand der Mangan-Spins umschaltet. Diese Oszillationen werden auch als Friedel-Oszillationen bezeichnet. Der Abstand zwischen den Mangan-Spins wird bestimmt durch den Wert  $x$  der  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Proben. Für sehr kleine Abstände ist die Wechselwirkung ferromagnetisch, die magnetischen Momente sind also parallel ausgerichtet. Weiterhin sieht man, dass die Wechselwirkung mit  $1/r^3$  abfällt, so dass auch hier nur die nächsten Nachbarn in die Betrachtung mit einbezogen werden.

Da die Elektronendichte  $n_e$  sowohl in der Formel für den Fermi-Wellenvektor  $k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$ , als auch in der Fermi-Energie  $E_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$  vorkommt, ergibt sich nach Gl. (3.32) eine Abhängigkeit des RKKY-Austauschintegrals von  $n_e$  mit  $I_{ij}^{\text{RKKY}} \propto n_e^{4/3}$ . Man erkennt also anhand dieser Form, dass die Ladungsträgerdichte einen entscheidenden Einfluss auf die Stärke dieser indirekten Wechselwirkung und somit auf die magnetischen Eigenschaften der Probe hat. Dies ist auch in Einklang mit den Erläuterungen zum Phasendiagramm in Abb. 2.5.

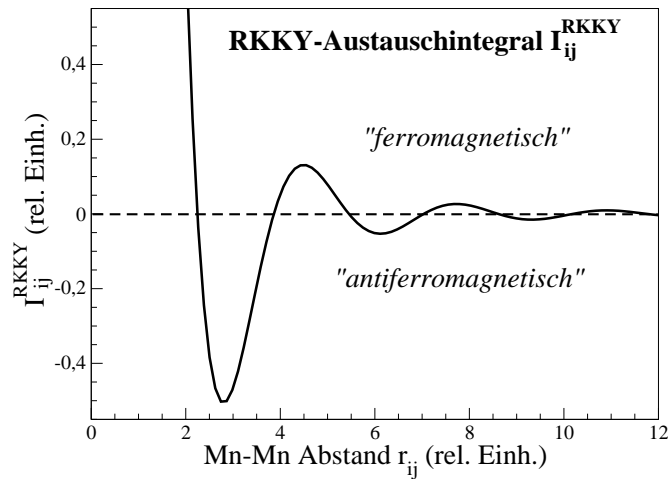


Abbildung 3.3: RKKY-Austauschintegral als Funktion des Abstandes zwischen zwei magnetischen Momenten; Für positive Werte von  $I_{ij}^{\text{RKKY}}$  ist die Kopplung ferromagnetisch, für negative Wert antiferromagnetisch;

Dieses oszillierende und von der Ladungsträgerdichte abhängige Verhalten kann mitunter zu recht komplexen magnetischen Strukturen führen, wie sie experimentell

z. B. in den Metallen der seltenen Erden nachgewiesen werden konnten. Diese können dann Schrauben- oder helikoidale Strukturen aufweisen, die nicht mehr in die einfache Klassifizierung Ferro-, Antiferro- oder Ferrimagnetismus passen [37].

Hier sei noch erwähnt, dass das Modell der RKKY-Wechselwirkung auf Isolatoren nicht anwendbar ist, da bei dessen Herleitung das Vorhandensein von frei beweglichen Ladungsträgern explizit vorausgesetzt wird. In isolierenden Substanzen findet man den hier nicht weiter erläuterten Superaustausch, der von Ionen vermittelt wird, die zwischen den magnetischen Momenten lokalisiert sind (Beispiel Sauerstoff in MnO). Dieser Superaustausch ist in der Regel antiferromagnetisch und beschreibt z. B. das magnetische Verhalten magnetischer Oxide recht gut.

### 3.3.6 Existenz von Domänen

Nachdem bislang die mikroskopische Wechselwirkung in einem Ferromagneten im Mittelpunkt stand, sollen in den beiden folgenden Abschnitten zwei makroskopisch messbare Auswirkungen des ferromagnetischen Zustandes diskutiert werden. Wie bei den Betrachtungen des Molekularfeldes bereits erwähnt, ist der ferromagnetische Zustand dadurch ausgezeichnet, dass selbst bei einem verschwindenden äußeren Magnetfeld eine Magnetisierung vorhanden ist. Dies lässt auf Bereiche der Probe schließen, in denen alle magnetischen Momente in die gleiche Richtung zeigen. Die Magnetisierungsrichtungen der Bereiche können verschiedenen sein.

Mit Hilfe des Molekularfeldes ist es möglich, zu verstehen, dass solche Bereiche mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen existieren. Diese Gebiete werden als Domänen oder als Weiß'sche Bezirke bezeichnet. Die erste Skizze in Abb. 3.4 stellt schematisch dar, wie das Streufeld einer eindomänen Probe beschaffen ist.

Im Jahr 1935 konnten Landau und Lifschitz theoretisch begründen, warum trotz paralleler Ausrichtung der magnetischen Momente die Gesamtmagnetisierung eines Ferromagneten oft verschwindet [42]. Die Erklärung beruht auf der Tatsache, dass Bereiche gleicher Magnetisierungsrichtung, wie es z. B. auch im Bild a) der Abb. 3.4 gezeigt ist, ein magnetisches Streufeld besitzen. Die Energie dieses Streufeldes ist proportional zu  $B^2$ , integriert über den gesamten vom Feld erfüllten Raum, so dass es ab einer bestimmten, von den magnetischen Eigenschaften der Probe abhängigen Domänengröße energetisch günstiger ist, mehrere magnetische Bereiche zu bilden und somit das Streufeld zu minimieren.

Die Richtung in der sich die spontane Magnetisierung ausbildet kann sowohl von

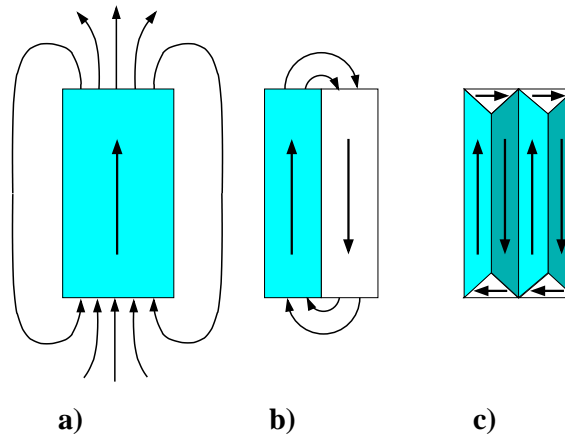


Abbildung 3.4: *Beispielhafte Bildung einer Ein-, Zwei- und Mehrdomänen-Struktur. Pfeile in der Probe deuten die Richtung der Domänen-Magnetisierung an, die Pfeile außerhalb zeigen das magnetische Streufeld; Probe a) und b) ohne Abschlussbereiche; Probe c) mit Abschlussbereich;*

der Probengeometrie als auch der Kristallstruktur abhängen. Diese in der Anisotropie der Probe begründeten Ursachen werden im Abschnitt 3.3.8 genauer betrachtet. Hier sei nur erwähnt, dass die für die spontane Magnetisierung bevorzugte Richtung als „*leichte Achse (easy axis)*“ und die entsprechende senkrecht dazu orientierte als „*schwere Achse (hard axis)*“ bezeichnet wird.

Betrachtet man nun eine Mehrdomänen-Probe, so sind die einzelnen magnetischen Bereiche durch Wände voneinander abgegrenzt. Bei diesen Domänengrenzen wird zwischen der Bloch- und der Néel-Wand unterschieden. Während die Magnetisierung einer Bloch-Wand in der Wandebene rotiert, so findet die Rotation der Magnetisierung einer Néel-Wand in einer Ebene statt, die senkrecht zur Néel-Wand orientiert ist. Néel-Wände werden vor allem bei dünnen Filmen bevorzugt, da der Energieaufwand relativ groß ist, die Magnetisierung aus der Filmebene herauszudrehen.

Es existieren deshalb Gebiete innerhalb der Domänengrenze, in denen die Magnetisierung in Richtung der magnetisch harten Achse liegt und insbesondere benachbarte Spins nicht parallel stehen, was energetisch ungünstig ist, denn es muss in der Wand Austausch- und Anisotropie-Energie aufgebracht werden. Dementsprechend kostet das Bilden von Bloch- oder Néel-Wänden Energie, deren Betrag verglichen werden muss mit dem Energiegewinn, der durch das Reduzieren des Streufeldes aufgrund der Mehrdomänenstruktur erzielt wird.

Beim Anlegen eines Magnetfeldes in eine beliebige Richtung nimmt die Gesamtmagnetisierung der Probe als Funktion des angelegten Feldes zu. Dabei existieren zwei

voneinander unabhängige Prozesse [37]:

- In schwachen Magnetfeldern nimmt das Volumen der Bereiche zu, deren Magnetisierungen im Bezug auf das äußere Feld günstig orientiert liegen, auf Kosten der ungünstig orientierten Bereiche. Die Magnetisierungsrichtung in den einzelnen Bereichen bleibt gleich. Die Ursache dafür sind Wandverschiebungen.
- In starken Magnetfeldern richtet sich die Magnetisierung sukzessive parallel zum äußeren Feld aus. Es finden also Drehprozesse der magnetischen Momente und somit der Magnetisierungen statt.

Allein die Minimierung des magnetischen Streufeldes reicht nicht aus, um die Existenz und vor allem die Form und Größe der Domänen zu erklären. Um die Bereichsstruktur genauer zu verstehen, müssen fünf Energiebeiträge zur Freien Energie  $F$  berücksichtigt werden [43]:

$$F = F_f + F_m + F_a + F_e + F_s \quad (3.33)$$

Der erste Term  $F_f$  bezeichnet die Wandenergie, der zweite Term  $F_m$  ist die Energie der entsprechenden Domänenanordnung im äußeren Feld, der Beitrag  $F_a$  bezeichnet die Anisotropie-Energie der Spin-Orientierung,  $F_e$  ist der Beitrag der Entmagnetisierungs-Energie und  $F_s$  bezeichnet die Streufeldenergie.

Im Folgenden werden die einzelnen Beiträge kurz diskutiert.

Bei der Betrachtung der Domänen-Grenzflächen ist es sinnvoll, eine Oberflächen-Energie pro Fläche einzuführen, die mit  $\sigma_f$  bezeichnet ist, so dass der erste Term von Gl. (3.33) geschrieben werden kann als

$$F_f = \sigma_f S, \quad (3.34)$$

wobei  $S$  die Gesamtfläche aller Grenzflächen zwischen den Domänen einer Probe ist. Der Wert von  $\sigma_f$  hängt von der kristallographischen Ausrichtung der Grenzfläche, der Wanddicke und der Austauschenergie ab.

Die magnetische Energie  $F_m$  entspricht der Arbeit, die benötigt wird, um die Spins so auszurichten, dass die entsprechenden Domänenstruktur entsteht. Dieser Energiebeitrag ist gegeben durch [43]:

$$F_m = -\frac{1}{2} \int \mu_0 (\vec{H} \cdot \vec{M}) dV. \quad (3.35)$$

Mit  $\vec{H}$  ist das äußere Magnetfeld bezeichnet. Das Integral bezieht sich auf das gesamte Probenvolumen.

Durch den Anisotropie-Term  $F_a$  in Gl. (3.33) wird die Tatsache berücksichtigt, dass es in einem Ferromagneten leichte und schwere Richtungen der Magnetisierung gibt. Führt man eine Anisotropie-Energiedichte  $\rho_a$  ein, die nur diejenigen Domänen betrifft, die nicht entlang der leichten Richtung magnetisiert sind, so kann man  $F_a$  schreiben als

$$F_a = \rho_a V_a, \quad (3.36)$$

wobei mit  $V_a$  nur das Volumen derjenigen Domänen berücksichtigt wird, die *nicht* in der leichten Richtung magnetisiert sind.

Die Entmagnetisierungsenergie  $F_e$  kann in Analogie zum entelektrisierenden Feld einer dielektrischen Probe im äußeren elektrischen Feld verstanden werden.

Dort erzeugen die Polarisationsladungen an der Oberfläche des Dielektrikums in seinem Inneren ein elektrisches Feld, das auf die Dipole im Inneren der Probe wirkt. Dieses Feld, das entgegengesetzt zum äußeren Feld gerichtet ist, heißt „entelektrisierendes Feld“.

Das entelektrisierende Feld einer ellipsoid-förmigen, homogen polarisierten Probe ergibt sich zu  $E_e = -\frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{P}$ . In Analogie dazu ist das entmagnetisierende Feld

$$\vec{H}_e = -\mu_0 \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{M}. \quad (3.37)$$

Der Entmagnetisierungsfaktor  $\mathbf{N}$  ist in der Regel ein Tensor, dessen Komponenten von der Gestalt der Probe abhängen. Für die Hauptachsen des Tensors gilt

$$\sum_{i=1}^3 N_i = 1.$$

Für ein Ellipsoid mit den drei Hauptachsen  $a$ ,  $b$  und  $c$  kann  $\mathbf{N}$  durch die Richtungskosinusse  $\alpha_a$ ,  $\alpha_b$  und  $\alpha_c$  dargestellt werden mit  $\mathbf{N} = N_a \alpha_a^2 + N_b \alpha_b^2 + N_c \alpha_c^2$ , mit  $N_a + N_b + N_c = 1$ . Für den Fall der hier vorgestellten dünnen Epitaxieschichten kann man die Näherung einer unendlich ausgedehnten dünnen Schicht anwenden. Dies ist gerechtfertigt, da die Schichtdicke von etwa 100 bis 300 nm sehr viel kleiner ist als die typischen Seitenlängen der Probenstücke von etwa 5 mm. Deshalb können zwei der drei Hauptachsen des Ellipsoids als unendlich angenähert werden ( $a = b = \infty$ ) und die Entmagnetisierungsfaktoren bezüglich dieser Achsen sind Null ( $N_a = N_b = 0$ ), bzw.  $N_c = 1$ .

Die Entmagnetisierungsenergie  $F_e$  ist dann durch Integration über das Probenvolumen  $V$  zu erhalten [37]:

$$F_e = \frac{1}{2} \mu_0 V \vec{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{M} \quad (3.38)$$

Es stellt sich jeweils diejenige Domänenstruktur ein, für die die Gesamtenergie  $F$  minimal wird. Somit kann der Fall eintreten, dass es energetisch am günstigsten ist, wenn die Probe aus einer einzigen Domäne besteht.

### 3.3.7 Die Hysterese-Schleife

Misst man die Gesamtmagnetisierung einer Probe als Funktion eines äußeren Magnetfeldes, so findet man eine charakteristische Form, die als Hysterese bezeichnet wird (siehe Abb. 3.5).

Zwar handelt es sich bei der in dieser Abbildung verwendeten Messung um die Aufzeichnung des Kerr-Drehwinkels als Funktion vom Magnetfeld, doch wird später bei der Behandlung des magnetooptischen Kerr-Effekts gezeigt, dass der Kerr-Drehwinkel eine Funktion der Magnetisierung ist.

Eine ferromagnetische Probe, die nach dem Abkühlen unter die Curie-Temperatur keinem Magnetfeld ausgesetzt war, besitzt in der Regel keine makroskopische Magnetisierung, weil sich die Momente der Domänen kompensieren. Wird nun ein äußeres Magnetfeld langsam erhöht, so wachsen die zum Magnetfeld energetisch günstig orientierten Bereiche an auf Kosten der ungünstig orientierten Bereiche, so dass die Magnetisierung der Substanz von Null beginnend zunimmt. Nach dem auf der Verschiebung von Domänenwänden beruhenden Prozess kommt mit weiter wachsendem Magnetfeld eine Drehung der Magnetisierung in die Richtung des angelegten Feldes (siehe vorangehenden Abschnitt), so dass bei einem probenabhängigen Magnetfeld alle Spins parallel zum äußeren Feld orientiert sind. In diesem Fall hat die Probe ihre *Sättigungsmagnetisierung*  $M_s$  erreicht. In Abb. 3.5 ist der gerade beschriebene Prozess durch die gepunktete Linie, die sogenannte *Neukurve* dargestellt. Diese ist nur an einer vorher entmagnetisierten Probe messbar, was z.B. durch Erwärmen der Substanz auf eine Temperatur oberhalb von  $T_C$  und anschließendem Abkühlen bei  $H = 0$  geschehen kann.

Wird das Magnetfeld wieder reduziert, so folgt die Magnetisierung nicht mehr der Neukurve, sondern bleibt immer über dieser, so dass der Ferromagnet bei  $H = 0$  noch eine Magnetisierung  $M > 0$  aufweist, die als *remanente Magnetisierung*  $M_r$  oder auch als *Remanenz* bezeichnet wird.



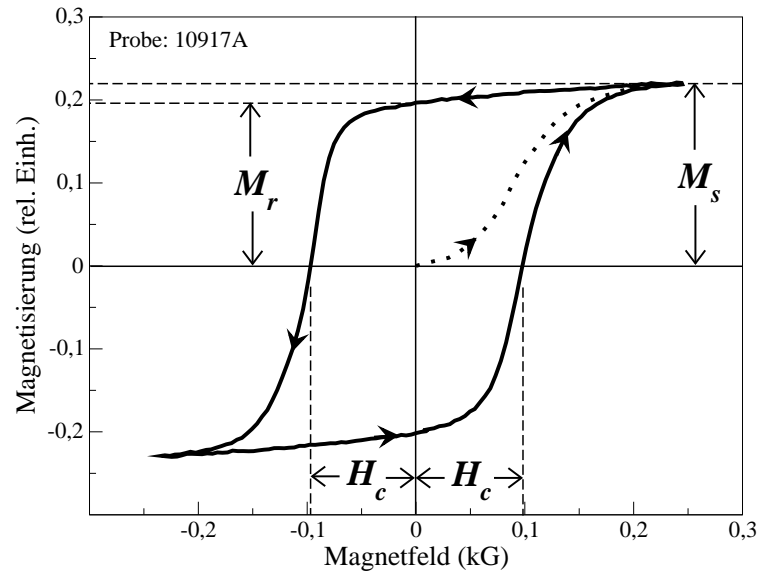


Abbildung 3.5: *Ferromagnetische Hysterese-Schleife (durchgezogene Linie) mit schematischem Verlauf der Neukurve (gepunktete Linie);*

$M_s$ : Sättigungsmagnetisierung,  $M_r$ : remanente Magnetisierung,  $H_c$ : Koerzitivfeld; weitere Erläuterungen siehe Text;

Durchläuft das äußere Magnetfeld die Null und polt um, so reduziert sich die Magnetisierung immer weiter, bis schließlich keine makroskopische Magnetisierung mehr vorhanden ist. Das Magnetfeld bei dem die Gesamtmagnetisierung verschwindet heißt Koerzitivfeld  $H_c$ . Ein weiteres Ummagnetisieren der Probe und die Umkehrung dieser Vorgänge schließt die Hysterese-Schleife.

Je größer das Koerzitivfeld ist, umso „stabiler“ ist die Magnetisierung der Probe z.B. gegen Störfelder, und umso größer muss auch das angelegte Feld sein, um eine solche Probe umzumagnetisieren. Deshalb werden derartige Substanzen als *magnetisch hart* bezeichnet im Unterschied zu *magnetisch weichen* Materialien, die sich durch ein relativ kleines Koerzitivfeld auszeichnen. Zum Einsatz in der Datenspeicherung ist es deshalb sinnvoll, magnetisch harte Materialien einzusetzen, während z. B. bei Transformatoren magnetisch weiche Substanzen verwendet werden. Manchmal wird bei der Darstellung der Hysterese anstelle der Magnetisierung  $M$  die magnetische Flussdichte  $B$  auf der Ordinatenachse aufgetragen. Dann kann die magnetische Flussdichte geschrieben werden als  $B = \mu_0 (H + M)$  und die ursprüngliche Hysterese ist dann mit einer linearen Steigung der Größe  $\mu_0$  aufgrund des Terms  $\mu_0 H$  unterlegt. Die

Fläche der Hysteresen-Schleife entspricht bei einer solchen  $B(H)$ -Auftragung genau der Energiedichte, die bei einem kompletten Durchlaufen der Hysterese aufgebracht werden muss.

Die Form der Hysterese und die Verhältnisse von  $H_c$ ,  $M_r$  und  $M_s$  zueinander hängen mit der speziellen Struktur der Probe, ihrer Anisotropie und Fehlstellen, die eine Verankerung der Wände zwischen den Bereichen bewirken, zusammen. Die magnetische Anisotropie wird im folgenden Abschnitt genauer betrachtet.

### 3.3.8 Anisotropie

Die Bezeichnung „magnetische Anisotropie“ bezieht sich auf die Eigenschaft ferromagnetischer Substanzen, eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung zu besitzen. Ohne äußere Felder versucht sich die Magnetisierung entlang dieser Vorzugsrichtung auszurichten. Man bezeichnet diese als die sogenannte leichte Richtung der Magnetisierung.

Nach Gl. (3.18) hängt die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Spins nur vom Winkel zwischen ihren beiden magnetischen Momenten, nicht aber von ihrer kristallographischen Orientierung ab. Sowohl die spontane Magnetisierung als auch der Wert der Curie-Temperatur zeigen also keine Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung relativ zu den kristallographischen Achsen des Gitters.

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, ist die Verlustenergie, die beim Durchlaufen der Hysterese-Schleife verloren geht, gleich der Hysteresen-Fläche in einer  $B(H)$ -Auftragung. Betrachtet man nur den magnetisierungsabhängigen Term, so kann man die Magnetisierungsarbeit, die beim Durchlaufen der Neukurve zwischen  $H = 0$  und  $H > 0$  verrichtet werden muss, schreiben als [44]

$$E_{mag} = \int_0^M H dM, \quad (3.39)$$

wobei die obere Grenze der Integration meist die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  ist. Dieses Integral in Gl. (3.39) entspricht der von der  $y$ -Achse und der Neukurve eingeschlossenen Fläche in Abb. 3.5. Liegt das Magnetfeld parallel zur leichten Richtung der Magnetisierung, so wird die Sättigungsmagnetisierung bei sehr viel kleineren Magnetfeldern erreicht, als bei einer Orientierung des angelegten Feldes entlang der schweren Richtung. Die durch Gl. (3.39) beschriebene Fläche und somit die Magnetisierungsenergie ist dann bei einer parallelen Orientierung kleiner als bei einer nicht parallelen Ausrichtung zwischen leichter Richtung und Magnetfeld. Diese einfache Überlegung macht schon klar, dass die Magnetisierungsenergie von der kristallographischen Ori-

tierung der spontanen Magnetisierung abhängt, was als Kristallanisotropie bezeichnet wird.

Die Kristallenergie pro Volumen,  $E_k/V$ , ist also nach obigen Überlegungen eine Funktion der Orientierung der spontanen Magnetisierung. Zu deren Beschreibung im Folgenden die drei Richtungskosinusse  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\alpha_3$  der spontanen Magnetisierung in bezug auf ein gitterfestes Koordinatensystem verwendet werden,

$$\frac{E_k}{V} = \frac{E_k}{V} (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) .$$

Da kristallographisch gleichwertige Achsen auch energetisch gleichwertig sind, kann man zeigen, dass die Potenzen der  $\alpha_i$ 's geradzahlig sein müssen [44]. Außerdem muss  $E_k/V$  invariant gegenüber einer Vertauschung der Richtungskosinusse sein. Weiterhin gilt der Satz des Pythagoras in drei Dimensionen,  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ , so dass diese Kombination ausscheidet. Daraus ergeben sich als Kombinationen der nächst höheren Ordnung in den  $\alpha_i$ 's zum einen  $(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$  und zum anderen  $(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2)$  und somit kann die Kristallenergie dichte eines kubischen Kristalls, wie z.B. GaAs geschrieben werden als [44]

$$\frac{E_k}{V} = \text{const.} + K_1 (\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots , \quad (3.40)$$

mit den beiden Anisotropiekonstanten  $K_1$  und  $K_2$ . Diese beiden Konstanten sind temperaturabhängige Materialgrößen, von deren Vorzeichen sowie ihrem Verhältnis zueinander z.B. die leichte Richtung der Magnetisierung abhängt. Möchte man die Anisotropiekonstanten bestimmen, so muss das Energieminimum der Kristallenergie bestimmt werden. Aus Gl. (3.40) ergibt sich dieses Minimum für einen kubischen Kristall bei Orientierung der spontanen Magnetisierung entlang von Achsen hoher Symmetrie, wie [100], [110], [111] oder äquivalenter Richtungen. Dies bedeutet, dass in einem ideal kubischen Ferromagneten die leichte Richtung der Magnetisierung alleine aufgrund der Kristallstruktur vorgegeben ist und entlang der oben genannten Achsen liegt. Ist  $K_1 < 0$ , so ist [110] die leichte Richtung, während bei  $K_1 > 0$  [100] die leichte Richtung ist.

Die in Gl. (3.40) beschriebene Kristallenergie gilt allerdings nur für den Fall eines nicht-verspannten Kristalls mit kubischer Symmetrie. Wird ein solcher kubischer Kristall nun unter den Curie-Punkt abgekühlt, so tritt durch die spontane Magnetisierung eine Symmetriebrechung auf und die kubische Symmetrie des Kristalls ist gestört oder nicht mehr vorhanden. Im Fall der GaMnAs-Epitaxieschichten kommt

noch als Störung der kubischen Symmetrie hinzu, dass GaMnAs und GaAs unterschiedliche Gitterkonstanten besitzen und deshalb die GaMnAs-Schicht verspannt ist. Außerdem gilt Gl. (3.40) nur für Kristalle, deren Vorzugsrichtung der spontanen Magnetisierung nur durch die Kristallsymmetrie ohne Berücksichtigung einer etwaigen Form-Anisotropie, wie sie z.B. bei dünnen Schichten vorliegt.

Um die Kristallenergiegedichte und somit auch die Anisotropie-Eigenschaften der GaMnAs-Epitaxieschichten unterhalb von  $T_C$  beschreiben zu können, müssen deshalb drei Terme Berücksichtigung finden, die Zeeman-Energie  $E_z$ , der Energiebeitrag aufgrund des entmagnetisierenden Feldes  $E_e$  und die Kristallanisotropie  $E_k$ ,

$$\frac{E}{V} = \frac{1}{V} \{E_z + E_e + E_k\} . \quad (3.41)$$

Die im Folgenden erläuterten Energie-Beiträge gelten für den Spezialfall einer dünnen Schicht mit Zinkblende-Struktur, wie etwa die hier vorgestellten GaMnAs-Proben, die unter tetragonaler Verspannung stehen und sich in einem äußeren Magnetfeld  $\vec{H}$  befinden.

Der erste Summand  $E_z/V$  in Gl. (3.41) beschreibt die Zeeman-Energie einer Probe mit der Magnetisierung  $\vec{M}$  in einem äußeren Feld  $\vec{H}$ . Bei einer allgemeinen Orientierung von  $\vec{M}$  und  $\vec{H}$  definieren sich folgende Winkelgrößen (vgl. mit Abb. 2.6 in Kap. 2.4):

- $\vartheta$ : Winkel zwischen  $\vec{M}$  und der [001]-Richtung;
- $\vartheta_H$ : Winkel zwischen  $\vec{H}$  und der [001]-Richtung;
- $\varphi$ : Winkel zwischen der Projektion von  $\vec{M}$  in die (001)-Ebene und der [100]-Richtung;
- $\varphi_H$ : Winkel zwischen der Projektion von  $\vec{H}$  in die (001)-Ebene und der [100]-Richtung;

Für eine allgemeine Orientierung von Magnetfeld und Magnetisierung lautet dieser Energiebeitrag [33],[32]:

$$\frac{E_z}{V} = -\mu_0 M H [\cos \vartheta \cos \vartheta_H + \sin \vartheta \sin \vartheta_H \cos (\varphi - \varphi_H)] \quad (3.42)$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich, wenn man anstelle einer beliebigen Orientierung des Magnetfeldes die Geometrie des polaren Kerr-Effektes zu Grunde legt (siehe Kap. 5.1), bei der das Magnetfeld senkrecht zur Probenebene orientiert ist, also  $\vartheta_H = 0$ .

Mit dieser Annahme vereinfacht sich Gl. (3.42) zu

$$\frac{E_z}{V} = -\mu_0 M H \cos \vartheta . \quad (3.43)$$

Der zweite Summand  $E_f/V$  in Gl. (3.41) trägt der Tatsache Rechnung, dass es sich bei den hier untersuchten GaMnAs-Proben um dünne Schichten handelt. Wie bereits erwähnt besitzt ein magnetisierter Körper ein entmagnetisierendes Feld, was in Abschnitt (3.3.6) behandelt wurde und den Beitrag  $E_e/V$  bestimmt.

Der für die hier untersuchten Proben relevante Energiebeitrag der Entmagnetisierungsenergie ist dann

$$\frac{E_e}{V} = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \vartheta , \quad (3.44)$$

wobei  $\vartheta$  wieder der Winkel zwischen der Magnetisierung und der [001]-Richtung ist.

Der dritte Beitrag zur Gesamtenergie nach Gl. (3.41) liegt in der Kristallanisotropie begründet. Da Gl. (3.40) nicht für den Fall einer dünnen, verspannten Probe gilt, müssen hier genauere Betrachtungen gemacht werden. So muss z.B. auch zwischen den Anisotropiekonstanten senkrecht und parallel zur Filmebene unterschieden werden. Für dünne Zinkblende-Schichten, die unter tetragonaler Verspannung stehen lautet dann der Energiebeitrag  $E_k/V$ , den die Kristallanisotropie liefert [33], [32]:

$$\frac{E_k}{V} = -K_{2\perp} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \vartheta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \vartheta - K_{2\parallel} \sin^2 \vartheta \sin^2 \left( \varphi - \frac{\pi}{4} \right) \quad (3.45)$$

Die Kristallanisotropie in Gl. (3.45) setzt sich zusammen aus je zwei Beiträgen der senkrechten (Index „ $\perp$ “) und der zur Schichtebene parallelen Anisotropie (Index „ $\parallel$ “). Der Index „2“ bezieht sich auf einen uniaxiale Anisotropiebeitrag, d.h. auf eine in einer zweizähligen Symmetrie begründeten Anisotropie, der Index „4“ entsprechend auf einen in einer kubischen Symmetrie begründeten Beitrag.

Ein Vergleich zwischen den Beiträgen der Kristall- und der Formanisotropie zeigt, dass derjenige aufgrund der Formanisotropie den der Kristallanisotropie um bis zu zwei Größenordnungen übersteigen kann [37].

Bei den hier untersuchten Proben handelt es sich um GaMnAs-Epitaxieschichten, die aufgrund ihrer vom Substratmaterial abweichenden Gitterkonstanten verspannt sind. Bei einer direkt auf GaAs aufgewachsenen Probe ist diese Schicht gestaucht, da GaMnAs eine leicht größere Gitterkonstante besitzt als GaAs. Im Fall von GaMnAs auf GaInAs ist die Situation genau entgegengesetzt und die GaMnAs-Probe ist auf-

grund ihrer leicht kleineren Gitterkonstante gedehnt. Dies führt bei GaMnAs auf GaAs zu einer leichten Richtung der Magnetisierung, die in der Probenebene liegt. Durch FMR-Messungen, die vom Probenhersteller durchgeführt wurden, zeigte sich, dass die  $[100]$  und die  $[0\bar{1}0]$ -Richtung (vgl. Abb. 2.6 in Kap. 2.4) gleichwertig sind und der leichten Richtung entsprechen. Das FMR-Feld für Orientierungen  $[110]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$  und  $[1\bar{1}0]$  ist leicht größer, wobei allerdings die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung nicht äquivalent zur  $[110]$ - oder  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung ist. Dies liegt in der besonderen Struktur der Ga-As-Bindung in der  $(001)$ -Ebene der Zinkblende-Struktur begründet [32].

Bei einer auf GaInAs aufgewachsenen GaMnAs-Schicht führt die Verspannung zu einer leichten Richtung, die parallel zur  $[001]$ -Richtung liegt, also senkrecht zur Probenebene.

### 3.4 Ferromagnetische Halbleiter

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten vor allem der Ferromagnetismus als kollektives Phänomen im Festkörper allgemein diskutiert wurde, soll jetzt speziell auf den Ferromagnetismus in den hier untersuchten  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Proben eingegangen werden. Ein Halbleiter ist charakterisiert durch eine Energielücke, die das Valenzband vom Leitungsband trennt. Somit ist eine indirekte Wechselwirkung der Mn-Ionen sowohl über die Elektronen im Leitungsband als auch über die Löcher im Valenzband möglich.

#### 3.4.1 Direkte Mn-Mn Wechselwirkung

Eine grobe Abschätzung der Austauschenergie für die direkte magnetische Wechselwirkung zwischen den Mangan-Ionen zeigt, dass dieser Mechanismus zur Beschreibung des Magnetismus in den  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Proben nicht in Frage kommt. Legt man ein Heisenberg-Modell zugrunde, dann hat der Hamilton-Operator für die direkte Mn-Mn Wechselwirkung folgende Form:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{Mn-Mn}} = -\frac{1}{2} \sum_{i < j} I_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.46)$$

Die Austausch-Konstante  $J_{ij}$  in Gl. (3.46) nimmt stark mit dem Mn-Mn-Abstand ab und ist kleiner Null, so dass dieser Mechanismus eine antiferromagnetische Ausrichtung der Mn-Spins favorisiert. Außerdem liegt der Wert für  $J_{ij}$  in der Größenordnung von etwa  $-1 \text{ meV}$ , was einer Temperatur von  $\sim 10 \text{ K}$  entspricht [45]. Dieser Wert ist

zum einen viel zu niedrig, um die beobachteten Curie-Temperaturen in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  erklären zu können, zum anderen existieren indirekte Austauschmechanismen (siehe unten), die die direkte Wechselwirkung bei weiten übersteigen. Weiterhin wurden bereits in Kap. 2.5 Faktoren erwähnt, die einen starken Einfluß der Ladungsträger auf wichtige Probenparameter wie z.B. der Curie-Temperatur haben.

### 3.4.2 sp-d Wechselwirkung im GaMnAs

Bei den verdünnt magnetischen Halbleitern (DMS) ist der indirekte, ladungsträger-induzierte Austausch die bei weitem dominierendste Art der Wechselwirkung. Bei GaMnAs liegt Mangan als  $\text{Mn}^{2+}$ -Ion in der  $3d^5$ -Konfiguration vor, so dass es aufgrund der nur teilweise gefüllten  $3d$ -Schale einen Gesamtspin von  $S = 5/2$  besitzt. In einem Halbleiter, treten nun diese  $d$ -Orbitale des Mangan zum einen in Wechselwirkung mit den Elektronen im s-artigen Leitungsband und zum anderen mit den Löchern im p-artigen Valenzband. Man muss also zwischen dem s-d Austausch und dem p-d-Austausch unterscheiden. Allerdings hat der Hamilton-Operator für diese beiden Mechanismen die gleiche Form. Betrachtet man Mangan-Spins ( $\vec{S}_i$ ) an den Stellen  $\vec{R}_i$  und Ladungsträger, die durch eine Spindichte  $\vec{s}(\vec{r})$  repräsentiert werden, dann hat der Hamilton-Operator die Form [45]

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{sp-d}} = - \sum_i I_{\text{sp-d}}(\vec{r} - \vec{R}_i) \vec{S}_i \cdot \vec{s}(\vec{r}) , \quad (3.47)$$

wobei über alle Mangan-Spins zu summieren ist. Somit beeinflusst das magnetische Moment eines Mangan-Ions die Spinpolarisation der benachbarten Ladungsträger. Das allgemein als  $I_{\text{sp-d}}$  eingeführte Austausch-Integral muss für Leitungs- und Valenzband im Halbleiter unterschieden werden. Für die ( $s-d$ ) Wechselwirkung im Leitungsband wird das entsprechende Austausch-Integral als  $N_0\alpha$  bezeichnet, wobei für GaMnAs  $N_0 = 2.21 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  die Konzentration der Kationen ist. Ähnlich wie in den II-Mn-VI Verbindungen ist bei GaMnAs  $N_0\alpha$  positiv und deutet somit einen ferromagnetischen Austausch an. Die Größenordnung von etwa  $0.2 - 0.3 \text{ eV}$  für  $N_0\alpha$  in GaMnAs liegt ebenfalls in einem Bereich, wie er auch für II-Mn-VI Halbleiter typisch ist.

Im Valenzband wird der magnetische ( $p-d$ ) Austausch durch  $N_0\beta$  charakterisiert. Das Vorzeichen von  $N_0\beta$  ist in der einschlägigen Literatur noch nicht gänzlich geklärt, auch wenn die meisten Publikationen von einer antiferromagnetischen Kopplung zwischen den Löchern im Valenzband und den magnetischen Momenten der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen ausgehen. Eine antiferromagnetische Wechselwirkung entspricht einem negativen  $N_0\beta$ ,

wie es in den verdünnt magnetischen II-VI Halbleitern bekannt ist. Während in einigen Veröffentlichungen von einem positiven Austausch-Integral der Größe  $+2.5 \text{ eV}$  ausgegangen wird [46, 47, 18], also ein ferromagnetische Austausch zugrunde liegt, berichten andere Arbeitsgruppen von einem negativen, also antiferromagnetischen Austausch mit Werten von bis zu  $-1.2 \text{ eV}$  für  $N_0\beta$  [48, 49, 50]. Diese relativ großen Unterschiede sowohl im Vorzeichen als auch beim Absolutwert für  $N_0\beta$  hängen mit der elektronischen Struktur der eingebauten Mangan-Ionen in GaAs zusammen. Bildet das Mangan ein  $A^-$ -Zentrum (vgl. Kap. 2.2.1), dann ist die Situation für die Elektronen ähnlich wie bei einem  $\text{Mn}^{2+}$  in einer II-VI Verbindung, so dass ein antiferromagnetischer Austausch erwartet wird. Wohingegen bei einem  $A^0$ -Zentrum des Mangan das schwach gebundene Loch einen zusätzlichen „Austausch-Kanal“ anbietet. Dieses Loch ist spin-polarisiert und es wurde nachgewiesen [47], dass dieses Loch zu einer Parallelausrichtung der Valenzband-Spins mit dem Gesamtspin des Mangans führt [18], und somit einen ferromagnetischen  $p-d$  Austausch unterstützt. Der schlussendliche Charakter des  $p-d$  Austausches für ein  $A^0$ -Zentrum ergibt sich dann aus einem Zusammenspiel beider Austauschmechanismen. Wie später gezeigt wird, unterstützen die hier vorgestellten Messungen und ihre Interpretation das Bild eines ferromagnetischen ( $p-d$ ) Austausches, also eines positiven Austausch-Integrals  $N_0\beta$ .

### 3.4.3 Aufspaltung der Bänder

In einem ferromagnetischen Halbleiter existiert auch ohne äußeres Feld eine Spin-Aufspaltung, da eine spontane, magnetfeld- und temperaturabhängige Magnetisierung  $M(H, T)$  vorhanden ist. Die Ursachen dieser spontanen Magnetisierung wurde in Kap. 3.3 erläutert. Die für diese Arbeit relevanten Bänder sind das Leitungs- und Valenzband sowie das „Split-Off“-Band, die bereits in Kap. 2.1 erklärt wurden. Die Landau-Aufspaltung ist zwar auch vorhanden, doch kann diese durch Vergleich mit den Absolutwerten der Spin-Aufspaltung in den hier untersuchten GaMnAs-Halbleitern vernachlässigt werden.

Eine Aufspaltung der Bänder führt zu einer Aufhebung ihrer Entartung und somit zu unterschiedlichen Energieniveaus, deren Energiewert unter anderem von der jeweiligen Quantenzahl des Bandes abhängt. So sind bei  $B=0$  jeweils das „Splitt-Off“-Band, das Valenzband der schweren und leichten Löcher und das Leitungsband entartet und es existieren somit drei Energie-Bänder. Im Magnetfeld spalten die schweren und leichten Löcher unterschiedlich stark auf (siehe unten), so dass zusammen mit dem spin-aufgespalteten „Splitt-Off“-Band sechs Valenzbänder existieren.



Für optische Übergänge, wie sie z.B. für magnetooptische Messverfahren wichtig sind, ergeben sich somit unterschiedliche Übergangsenergien für links- und rechts-zirkular polarisiertes Licht. Somit kann die Aufspaltung der Bänder optisch gemessen und die entsprechenden Parameter der Bandaufspaltung bestimmt werden.

Das in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  eingebaute Mangan-Ion ist in der  $d^5$ -Konfiguration und hat somit einen Spin von  $S = \frac{5}{2}$ , so dass bei Temperaturen weit unterhalb der Curie-Temperatur ( $T \ll T_C$ ) und ausreichend starken Magnetfeldern die gemittelte z-Komponente des Spins  $\langle S_z \rangle$  gleich dem Wert  $\langle S_z \rangle = S = \frac{5}{2}$  ist. Die sich einstellende Sättigungsmagnetisierung ist dann

$$M(H, T) = g\mu_B x \langle S_z \rangle_{H,T} N_0, \quad (3.48)$$

mit dem Landé-Faktor  $g = 2$  und der Mangan-Konzentration  $x$ .  $N_0$  ist die Kationen-Konzentration und beträgt  $N_0 = 2.21 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . Mit dieser Magnetisierung erhält man eine allgemeine Bandaufspaltung der Form

$$\Delta_{s,p-d}(H, T) = A_F J_{s,p-d} \frac{M(H, T)}{g\mu_B}, \quad (3.49)$$

mit der Austausch-Konstante  $J_{s,p-d}$ .  $A_F$  ist der Parameter der Fermi-Flüssigkeit (Fermi liquid parameter), der den Wert 1.2 hat und die Tatsache berücksichtigt, dass die Löcher im Valenzband ein Art „korrelierte Flüssigkeit“ bilden ähnlich zur Vorstellung eines Fermi-Gases.

Für die einzelnen Aufspaltungen der betrachteten Bänder - Leitungs-, Valenz- und „Split-off“-Band - ergeben sich die folgenden Werte [51],  $j$  ist jeweils die entsprechende Quantenzahl des betrachteten Bandes, wie sie in Kap. 2.1 eingeführt wurden:

- Leitungsband  $|CB\rangle = |CB, j\rangle$ :

$$\Delta_{CB}(j) = j \cdot 2J_{sd} \frac{M(H, T)}{g\mu_B} = j \cdot x \langle S_z \rangle 2N_0\alpha \quad (j = \pm \frac{1}{2}) \quad (3.50)$$

- Valenzband für schwere Löcher  $|VB\rangle = |HH, j\rangle$ :

$$\Delta_{HH}(j) = j \cdot A_F \frac{2}{3} J_{pd} \frac{M(H, T)}{g\mu_B} = j \cdot A_F x \langle S_z \rangle \frac{2}{3} N_0\beta \quad (j = \pm \frac{3}{2}) \quad (3.51)$$

- Valenzband für leichte Löcher  $|VB\rangle = |LH, j\rangle$ :

$$\Delta_{LH}(j) = j \cdot A_F \frac{2}{3} J_{pd} \frac{M(H, T)}{g\mu_B} = j \cdot A_F x \langle S_z \rangle \frac{2}{3} N_0 \beta \quad (j = \pm \frac{1}{2}) \quad (3.52)$$

- „Split-off“-Band  $|SO\rangle = |SO, j\rangle$ :

$$\Delta_{SO}(j) = j \cdot A_F \frac{2}{3} J_{pd} \frac{M(H, T)}{g\mu_B} = j \cdot A_F x \langle S_z \rangle \frac{2}{3} N_0 \beta \quad (j = \pm \frac{1}{2}) \quad (3.53)$$

Wie man in Gl. (3.50)-(3.53) erkennt, geht das Austausch-Integral des jeweiligen Bandes in die Aufspaltung mit ein. Die Vorzeichen von  $N_0\alpha$  und  $N_0\beta$  sind deshalb essentiell für die Interpretation magnetooptischer Messungen wie des Kerr- oder Faraday-Effektes, da unter anderem die Drehrichtung der Lichtpolarisation bei diesen Messverfahren mit den Bandaufspaltungen und deshalb mit den Vorzeichen der Austausch-Integrale zusammen hängt. Darauf wird in Kap. 5.1 bzw. 7.26 noch ausführlicher eingegangen.

# Kapitel 4

## Die dielektrische Funktion

Das Hauptaugenmerk der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen lag auf magneto-optischen Experimenten wie dem Kerr- oder dem Faraday-Effekt. Um die aus diesen optischen Messverfahren resultierenden Ergebnisse verstehen zu können, bzw. um aus den Messungen wichtige Materialparameter zu gewinnen, ist es notwendig, die dielektrische Funktion  $\varepsilon(\omega)$  des untersuchten Systems zu kennen. Dabei ist  $\omega = 2\pi f$  die Kreisfrequenz des auf die Probe einfallenden Lichts. Mit Kenntnis von  $\varepsilon(\omega)$  sind die optischen Eigenschaften bei allen Photonen-Energien  $E = \hbar\omega$  zu ermitteln.

Für den hier betrachteten Fall von stark p-dotierten GaMnAs Halbleiterstrukturen müssen die Beiträge von Interband- und Intrabandübergängen berücksichtigt werden, sowie auch die Wechselwirkung der Lichtwelle mit dem Kristallgitter. Der Interband-Beitrag entspricht Übergängen zwischen Valenz- und Leitungsband, so dass die dafür charakteristische Größe die Energie-Lücke  $E_g$  ist. Die Intraband-Übergänge sind Anregungen der freien Ladungsträger und der Beitrag des Kristallgitters zur dielektrischen Funktion hängt mit der Wechselwirkung von Licht mit den Phononen des Halbleiters zusammen. Im hier betrachteten Frequenzbereich ist der Gitteranteil unabhängig von der Frequenz und wird durch einen konstanten Hintergrundbrechungsindex berücksichtigt.

### 4.1 Allgemeines

Allgemein kann die komplexe dielektrische Funktion geschrieben werden als

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) , \quad (4.1)$$

mit dem Realteil  $\varepsilon'(\omega)$  und dem Imaginärteil  $\varepsilon''(\omega)$ . Real- und Imaginärteil sind über die Kramers-Kronig-Relationen

$$\begin{aligned}\varepsilon'(\omega) &= 1 + \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon''(\omega^*)}{\omega^* - \omega} d\omega^* \\ \varepsilon''(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\varepsilon'(\omega^*) - 1]}{\omega^* - \omega} d\omega^*\end{aligned}\quad (4.2)$$

miteinander verbunden, so dass aus Kenntnis eines Teiles der dielektrischen Funktion der entsprechend andere Teil bestimmt werden kann.  $\mathcal{P}$  in Gl. (4.2) ist der Hauptwert des Integrals. Da die dielektrische Funktion komplex ist, ist auch der Brechungsindex eine komplexe Funktion von  $\omega$ . Für den komplexen Brechungsindex gilt

$$n = n'(\omega) + in''(\omega) = \sqrt{\varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)}, \quad (4.3)$$

mit dem Realteil des Brechungsindex  $n'(\omega)$  und dem Imaginärteil  $n''(\omega)$ , aus dem der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  über  $\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} n''(\omega)$  bestimmt werden kann, wobei  $\lambda$  die Lichtwellenlänge im Vakuum ist.

Da der hier vorgestellte magnetooptische Kerr-Effekt eine Messung der Drehung der Lichtpolarisation in *Reflexion* ist, ist der allgemeine Ausdruck für die Reflektivität  $R$  bei senkrechtem Lichteinfall noch von Bedeutung [52]:

$$R = \left| \frac{n - 1}{n + 1} \right|^2 = \frac{(n' - 1)^2 + n''^2}{(n' + 1)^2 + n''^2} \quad (4.4)$$

## 4.2 Einfluss der freien Ladungsträger

Da es sich bei den GaMnAs-Proben um stark p-dotierte Halbleiter mit metallischem Charakter handelt, ist es notwendig, die Auswirkung freier Ladungsträger auf Reflexions- und Absorptionsvermögen zu berücksichtigen. Bei den Anpassungsrechnungen zu den Kerr-Effekt Messungen ist dieser Einfluss der freien Ladungsträger explizit mit berücksichtigt.

Zur Beschreibung geladener Teichen im elektrischen Wechselfeld einer Lichtwelle der Wellenlänge  $\lambda = \frac{c}{f} = 2\pi \frac{c}{\omega}$ , mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  liefert das Drude-Modell eine klassische Bewegungsgleichung, die mit einem komplexen Exponential-Ansatz gelöst werden kann. Bei der Bewegungsgleichung wird die rückstellende Kraft der Ladungsträger gleich Null gesetzt, da diese in metallischen Substanzen als frei

angesehen werden können. Das Ergebnis entspricht einem Lorentz-Oszillator, bei dem die Resonanz-Frequenz aufgrund der fehlenden Rückstellkraft gleich Null ist.

Fasst man den Beitrag des Kristallgitters zur dielektrischen Funktion in einem Term  $\varepsilon_L$  zusammen, so ergibt sich für dielektrische Funktion  $\varepsilon(\omega)$  die folgende Form, in der bereits Real- und Imaginärteil getrennt sind [53]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_L - \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{(\omega^2 + \Gamma^2)} + i \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet  $N$  die Ladungsträgerdichte,  $m$  die Masse der Ladungsträger und  $\Gamma = \tau^{-1}$  ist eine Dämpfungskonstante. Mit der bekannten Abkürzung für die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\varepsilon_L^{\text{relativ}}}} \quad (4.6)$$

erhält man für Real- und Imaginärteil,  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  aus Gl. (4.5) folgende Größen:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_L \left( 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \right) \quad \text{und} \quad \varepsilon_2 = \left( \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \right). \quad (4.7)$$

In Gl. (4.5) und (4.7) ist der Einfluss eines Magnetfeldes nicht berücksichtigt. Will man ein Magnetfeld mit in die Betrachtung einbeziehen, so ergeben sich für die Faraday-Konfiguration ( $\vec{k}_L \parallel \vec{B}$ ) zwei unterschiedliche Absorptionsfrequenzen für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht,

$$\omega_+ = -\frac{\omega_C}{2} + \sqrt{\frac{\omega_C^4}{4} + \omega_p^2} \quad \text{und} \quad \omega_- = \frac{\omega_C}{2} + \sqrt{\frac{\omega_C^4}{4} + \omega_p^2}. \quad (4.8)$$

Dabei ist  $\omega_P$  weiterhin die Plasmafrequenz und  $\omega_C$  ist die Zyklotronfrequenz mit  $\omega_C = \frac{eB^{MF}}{m}$ . Für ein freies Elektron ist  $B^{MF} = B$ , also das von außen angelegte Magnetfeld. Da es sich allerdings bei den hier untersuchten Proben um ferromagnetische Systeme handelt, die sich durch ein Molekularfeld auszeichnen, welches die Ladungsträger im Inneren der Probe spüren, muss für den hier betrachteten Fall das Molekularfeld  $B^{MF}$  in die Zyklotronfrequenz eingesetzt werden.

Das Molekularfeld ist mit den zur Verfügung stehenden Messmethoden nicht direkt messbar, so dass an dieser Stelle eine kurze Abschätzung zur Bestimmung von  $B^{MF}$  erläutert werden soll. Nach Gl. (3.25) ist das Molekularfeld  $B^{MF} = \mu_0 \gamma M$ , wobei die Molekularfeldkonstante  $\gamma$  geschrieben werden kann als  $\gamma = \frac{3k_B T_C}{\mu_0 g^2 J(J+1) \mu_B^2 n_0}$  ( $n_0$ : Anzahl der magnetischen Ionen pro Volumeneinheit). Die Magnetisierung ist nach

Gl. (3.48)  $M = n_0 g_{Mn} \mu_B \langle S_Z \rangle$ , wobei die gemittelte Spin-Komponente in  $z$ -Richtung  $\langle S_Z \rangle = J \mathbf{B}_J$  bei gesättigter Magnetisierung durch die Brillouin-Funktion  $\mathbf{B}_J$  ausgedrückt werden kann. Da die Messungen meist bei Temperaturen von etwa 2 K durchgeführt wurden und das Magnetfeld so gewählt wurde, dass die Probe gesättigt war, kann die Brillouin-Funktion näherungsweise durch den Wert 1 ersetzt werden.

Ist die Curie-Temperatur z. B. durch Messen der Magnetisierung als Funktion der Temperatur bestimmt, so ist eine Abschätzung des Molekularfelds möglich, in dem die für GaMnAs typischen Parameter in obige Gleichungen eingesetzt werden. Man erhält dann für das Molekularfeld

$$B^{MF}[T] \approx 1.49 \cdot T_C[K] . \quad (4.9)$$

### 4.3 Die Modell-dielektrische Funktion eines Halbleiters

Zur Behandlung der Wechselwirkung von Licht mit einem Halbleiter muss neben den bereits erwähnten Beiträgen der freien Ladungsträger und des Gitters noch der Interband-Beitrag berücksichtigt werden. Für Photonenenergien  $\hbar\omega < E_g$  findet abgesehen von den oben genannten Prozessen keine Wechselwirkung des Lichtes statt. Erst bei Photonenenergien, die größer sind als die Energielücke des Halbleiters, wird Licht absorbiert.

Der Absorptions-Beitrag  $\varepsilon''(\omega)$  zur dielektrischen Funktion eines direkten Halbleiters weist für Photonenenergien, die größer sind als die Energielücke, die typische  $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ -Abhängigkeit auf [52]:

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{f}{(\hbar\omega)^2} \sqrt{\hbar\omega - E_g} \quad \text{mit} \quad (\hbar\omega > E_g) . \quad (4.10)$$

Die Dipol-Oszillatorstärke  $f$  in Gl. (4.10) ist dabei proportional zur Zustandsdichte-Masse<sup>3/2</sup>. Die Zustandsdichte-Masse ist die reduzierte Masse der effektiven Massen in Leitungs- und Valenzband ( $m_c/m=0.067$ ,  $m_{hh}/m=0.5$ ,  $m_{lh}/m=0.086$  für GaAs,  $m$ : Masse des freien Elektrons).

Nach Gl. (4.10) setzt die Absorption eines Photons dann ein, wenn dessen Energie  $\hbar\omega$  größer ist als die Energielücke  $E_g$ , was nur für den Fall eines leeren Leitungsbandes, eines voll besetzten Valenzbandes und scharfen, nicht verbreiterten Energie-Zuständen richtig ist. Bei gefüllten Bändern und für den Fall eines dispersionsfreien Endzustandes

im Leitungsband verschiebt sich die Absorptionsenergie um die Fermi-Energie  $E_F$ , so dass die Absorption erst ab einer Photonenenergie

$$\hbar\omega > E_g + E_F \quad (4.11)$$

einsetzt. Auf die oben erwähnte Annahme eines dispersionsfreien Endzustandes im Leitungsband wird in Kap. 7.4 noch genauer eingegangen.

Zur Bestimmung der gesamten dielektrischen Funktion, bestehend aus Absorptions- und Dispersionsanteil, muss die Kramers-Kronig (KK) Transformation (siehe Gl. (4.2)) auf  $\varepsilon''(\omega)$  angewendet werden. Das Integral ist in diesem speziellen Fall von nicht verbreiterten Band-Niveaus analytisch berechenbar. Durch Verwenden der Beziehung  $\varepsilon''(-\omega) = -\varepsilon''(\omega)$  erhält man [51]

$$\begin{aligned} \varepsilon'(\omega) - \varepsilon_\infty &= \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon''(\omega^*)}{\omega^* - \omega} d\omega^* \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\omega_g + \omega_F}^{\infty} \frac{\varepsilon''(\omega^*)}{\omega^* + \omega} d\omega^* + \frac{1}{\pi} \int_{\omega_g + \omega_F}^{\infty} \frac{\varepsilon''(\omega^*)}{\omega^* - \omega} d\omega^*. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Da die Absorption nach Gl. (4.11) und damit  $\varepsilon''$  unterhalb einer Photonenenergie von  $E_g + E_F$  Null ist, muss die untere Grenze der Integration im letzten Teil von Gl. (4.12) ersetzt werden durch die dieser Energie entsprechenden Frequenz  $\omega_g + \omega_F$ , was im letzten Teil dieser Gleichung ersichtlich ist. Auf die genaue Ausführung dieser Integration zur Bestimmung von  $\varepsilon'(\omega)$  wird an dieser Stelle verzichtet. Man erhält nach der Substitution  $\sqrt{\hbar\omega - E_g} = x$  und Partialbruchzerlegung den Dispersions-Anteil  $\varepsilon'(\omega)$  und somit die frequenzabhängige Interband-dielektrischen Funktion als [51]

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + 2f \frac{\sqrt{E_g}}{(\hbar\omega)^2} &\left[ 1 - \frac{2}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{E_F}{E_g}} \right] \\ &- f \frac{\sqrt{E_g}}{(\hbar\omega)^2} \sqrt{1 + \frac{\hbar\omega}{E_g}} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{E_F}{E_g + \hbar\omega}} \right] \\ &- f \frac{\sqrt{E_g}}{(\hbar\omega)^2} \sqrt{1 - \frac{\hbar\omega}{E_g}} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{E_F}{E_g - \hbar\omega}} \right]. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Für den Fall nicht gefüllter Bänder, also  $E_F = 0$ , ergibt sich der Dispersions-Anteil,

wie er z. B. bei Adachi in [52] zu finden ist:

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon_\infty = f \frac{\sqrt{E_g}}{(\hbar\omega)^2} \left( 2 - \sqrt{1 + \frac{\hbar\omega}{E_g}} - \sqrt{1 - \frac{\hbar\omega}{E_g}} \right), \quad (4.14)$$

Die in Gl. (4.13) dargestellte reelle dielektrische Funktion kann durch Einführen eines Dämpfungsparameters  $\Gamma$  durch die Transformation

$$\omega \rightarrow \omega + i\Gamma$$

auf die komplexe  $\omega$ -Ebene ausgedehnt werden. Damit beschreibt  $\varepsilon(\omega)$  die dielektrische Funktion bestehend aus Real- und Imaginärteil, die durch die KK-Transformation miteinander verbunden sind.

Für das weitere Vorgehen werden Leitungs (*cb*)- und beide Valenzbänder (*hh*, *lh*), sowie das „Split-off“ Band (*so*) in parabolischer Näherung betrachtet.

In einem ferromagnetischen Halbleiter, wie bei den hier behandelten GaMnAs Epitaxieschichten, existiert eine magnetfeld- und temperaturabhängige Magnetisierung  $M(H, T)$ , die über die Austauschwechselwirkung zwischen Band-Elektronen und lokalisierten Momenten der Mn-Ionen zu einem zusätzlichen Beitrag zur Spinaufspaltung der Bänder führt. Diese Aufspaltung wurde bereits in Abschnitt 3.4.3 erläutert. Zur Anwendung der dielektrischen Funktion aus Gl. (4.13) auf die Interpretation der Kerr-Effekt Messungen werden an den Stellen in Gl. (4.13), an denen  $E_g$  steht, die Energie-Werte eingesetzt, die sich unter Berücksichtigung der Bandaufspaltungen ergeben. Über die Auswahlregeln erhält man für die beiden zirkularen Polarisationsrichtungen des Lichts,  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ , verschiedene erlaubte und verbotene Übergänge zwischen den spin-aufgespalteten Bändern und damit verschiedene effektive Energielücken. Auf die Anwendung der dielektrischen Funktion für die magnetooptischen Messungen und deren Interpretation wird in Kap. 6 näher eingegangen.



# Kapitel 5

## Experimentelle Methoden

Das Hauptaugenmerk bei der Untersuchung der oben angeführten GaMnAs-Proben lag im Rahmen dieser Arbeit auf dem magnetooptischen Kerr-Effekt, der in diesem Kapitel genauer erläutert werden soll. Für Eich- und Vergleichsmessungen wurde der Faraday-Effekt an den Volumen-Kristallen untersucht. Außerdem soll in diesem Kapitel kurz auf die Kohärente Raman-Spektroskopie eingegangen werden, mit deren Hilfe der Elektronen-g-Faktor in den Volumen-Kristallen untersucht wurde. Die SQUID-Messungen an den Epitaxie-Schichten wurden vom Probenhersteller durchgeführt und dienen unter anderem als Vergleich zu den hier dargestellten Kerr-Messungen. Auf sie wird nicht näher eingegangen.

In diesem Kapitel werden jeweils die experimentellen Aufbauten schematisch dargestellt und erläutert. Außerdem werden die Messmethoden theoretisch erklärt.

### 5.1 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Die Drehung der Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht, das von einem magnetisierten Gegenstand reflektiert wird, bezeichnet man als magnetooptischen Kerr-Effekt. Der Name „Kerr-Effekt“ bezieht sich auf dessen Entdecker John Kerr (1824-1907), der die Polarisation von linear polarisiertem Licht bei Reflexion an den Polschuhen eines Elektromagneten beobachtete und dabei eine Drehung des Polarisationsvektors des reflektierten Lichts feststellte.

Werden in dieser Arbeit keine weiteren Angaben über Lichteinfallswinkel bzw. Richtung des angelegten Magnetfeldes gemacht, so ist immer von einem senkrechten Lichteinfall auf die Probenoberfläche auszugehen. Das Magnetfeld ist dann ebenfalls als orthogonal zur Probenoberfläche anzunehmen. Auf andere Geometrien wird an

den entsprechenden Stellen explizit hingewiesen, wie z.B. im Kap. 5.3.

Bezugnehmend auf die Orientierung der Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe bzw. des äußeren Magnetfeldes relativ zum Einfallsvektor  $\vec{k}$  und zur Flächennormalen  $\vec{N}$  der Probenfläche, werden drei Arten des magnetooptischen Kerr-Effektes unterschieden (siehe Abb. 5.1):

1. polarer Kerr-Effekt;  $\vec{M} \parallel \vec{N}$ ;
2. longitudinaler Kerr-Effekt;  $\vec{M} \perp \vec{N}$  &  $\vec{M}$  in der  $\vec{k} - \vec{k}'$ -Ebene;
3. transversaler Kerr-Effekt;  $\vec{M} \perp \vec{N}$  &  $\vec{M} \perp$  zur  $\vec{k} - \vec{k}'$ -Ebene;

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt hauptsächlich auf dem polaren Kerr-Effekt bei senkrechtem Lichteinfall auf die Probe, d.h.  $\vec{M} \parallel \vec{N} \parallel \vec{k}$  (siehe Abb. 5.1(1a)). Deshalb soll auch die Theorie zur Beschreibung des polaren Kerr-Effekts im Mittelpunkt dieses Kapitels stehen. Wird auf den longitudinalen oder den transversalen Kerr-Effekt Bezug genommen, so ist dies an den entsprechenden Stellen explizit erwähnt, ansonsten kann vom polaren Kerr-Effekt ausgegangen werden.

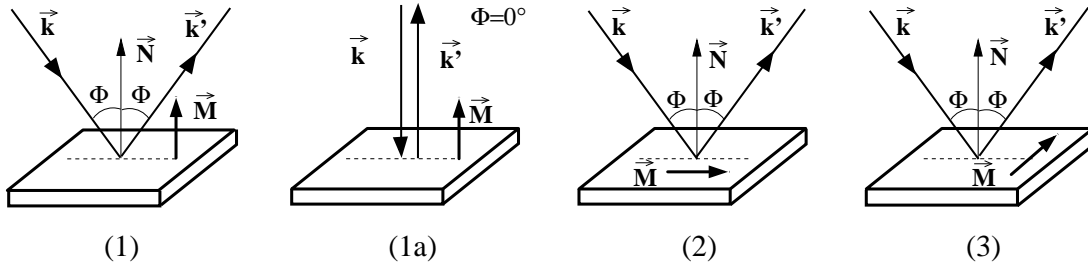


Abbildung 5.1: *Magnetooptische Kerr-Effekte, wie sie entsprechend ihrer Anordnung aus Flächennormalen  $\vec{N}$ , Magnetisierung  $\vec{M}$  und Wellenvektor des einfallenden ( $\vec{k}$ ) und reflektierten ( $\vec{k}'$ ) Lichts klassifiziert werden: polar (1), polar mit senkrechtem Lichteinfall (1a), longitudinal (2) und transversal (3).*

Da zur Behandlung des nicht-senkrechten Lichteinfalls auf die Probe (siehe Kap. 5.3) durch das verwendete Messprinzip auch der longitudinale Kerr-Effekt relevant ist, wird sowohl auf diesen als auch auf den transversalen Kerr-Effekt später kurz eingegangen.

Abb. 5.1 zeigt schematisch den polaren, longitudinalen und transversalen Kerr-Effekt. Für den Fall der hier präsentierten polaren MOKE-Messungen ist der Einfallswinkel  $\Phi$  gleich Null, so dass sowohl das äußere Magnetfeld als auch der Wellenvektor des einfallenden und des reflektierten Lichts parallel zur Flächennormalen  $\vec{N}$  der

Epitaxieschicht liegen. In diesem Fall weist man die Komponente der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene nach.

### 5.1.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau, wie er zur Messung des polaren MOKE verwendet wurde, ist in Abb. 5.2 dargestellt. Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, wird beim magnetooptischen Kerr-Effekt die Drehung der Lichtpolarisation bei Reflexion von einer magnetisierten Schicht gemessen. Da die nachzuweisenden Drehwinkel bei den hier vorgestellten Messungen in der Größenordnung von etwa  $\sim 0.1^\circ$  lagen, ist eine quantitative Bestimmung mit Hilfe gekreuzter Polarisatoren nicht möglich, was die Verwendung des hier vorgestellten Differenz-Messverfahrens (siehe Abschnitt 5.1.2) notwendig machte.

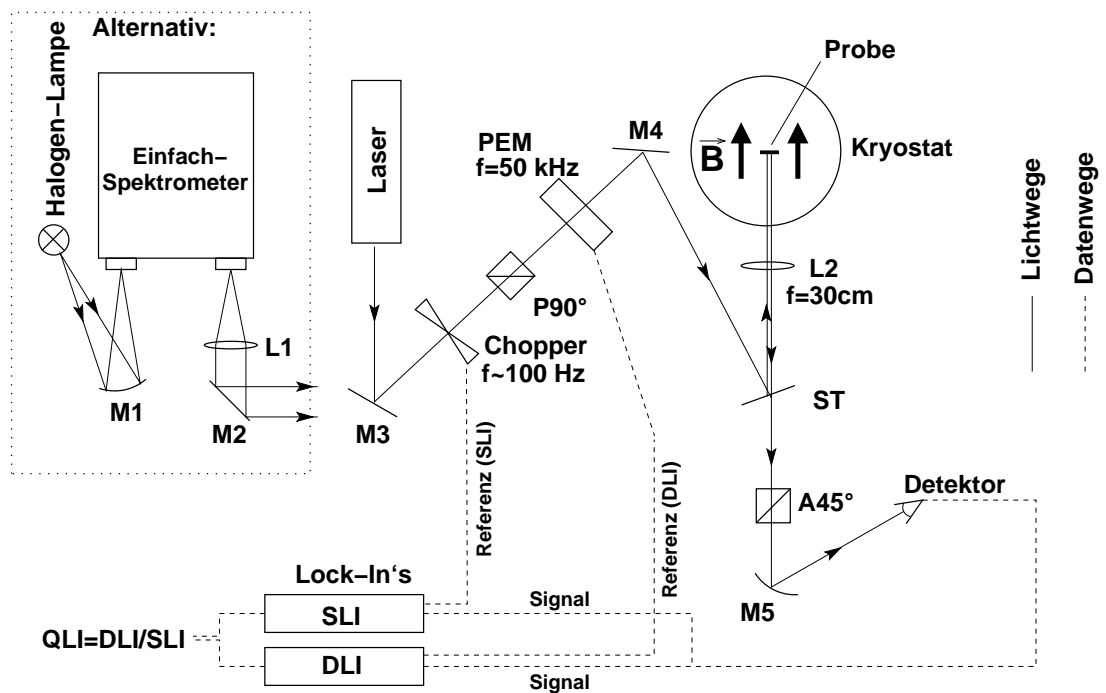


Abbildung 5.2: *Experimenteller Aufbau zur Messung der magnetooptischen Kerr-Effektes bei senkrechtem Lichteinfall; Alternativ zur Verwendung eines Lasers ist der Einsatz einer Halogenlampe in Verbindung mit einem Einfach-Monochromator dargestellt;*

Als Lichtquelle wurden ein durch einen Argon-Ionen-Laser optisch gepumpter Ti:Saphir-Laser für den durchstimmbaren Wellenlängenbereich von 730-830 nm oder

diverse Laserdioden mit Wellenlängen von 532 bis 756 nm verwendet. Außerdem gab es die Möglichkeit, mit einer Halogenlampe in Verbindung mit einem Einfach-Monochromator den Wellenlängenbereich von 550-950 nm abzudecken. Auf diese Weise konnten die Messungen in einem relativ breiten Wellenlängenspektrum durchgeführt werden, was es erlaubte, die zur Auswertung verwendete Theorie zu testen und Materialparameter zu bestimmen.

Das von der Lichtquelle kommende Lichtbündel wird durch einen Chopper mit einer Frequenz von  $\sim 100$  Hz periodisch unterbrochen und durch den unter  $90^\circ$  zur Horizontalen stehenden Polarisator  $P_{90^\circ}$  linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung des danach vertikal polarisierte Lichts wird beim Durchlaufen eines photoelastischen Modulators (PEM) mit einer Frequenz von 57.2 kHz abwechselnd zwischen  $0$  und  $90^\circ$  gedreht. Die Funktionsweise des PEM beruht auf der Tatsache, dass der darin verwendete Kristall unter Druckeinwirkung seine doppelbrechenden Eigenschaften verändert. Im Falle des hier verwendeten PEMs wird auf einen Quarzkristall durch piezoelektrische Aktoren Druck ausgeübt, so dass dieser linear polarisiertes Licht in einem Fall unbeeinflusst transmittiert und im anderen Fall die Polarisationsrichtung um  $90^\circ$  dreht. Der Quarzkristall wirkt in diesem Fall also als  $\lambda/2$ -Plättchen. Zur Messung des weiter unten angesprochenen magnetischen Zirkular-Dichroismus (MCD) musste die Funktionsweise der PEM vom  $\lambda/2$ -Modus in den  $\lambda/4$ -Modus umgeschaltet werden. Nachdem das von der Lichtquelle kommende Lichtbündel den Chopper, den Polarisator und den PEM passiert hat, wird es über einen Strahlteiler (ST) durch die Linse L2 auf die Probe fokussiert.

Diese befindet sich in einem Kryostaten, der mit einer supraleitenden, sogenannten „Spilt-Coil“-Magnetspule ausgestattet ist. Das maximal erreichbare Magnetfeld dieser Spule liegt bei  $B = 7$  T (bei 4.2 K), was bei einer Magnetfeldkonstanten von 0.08563 T/A einem maximalen Stromfluss von 81.75 A entspricht. Während der Messung befindet sich die Probe entweder direkt in suprafluidem Helium, dessen Temperatur durch Abpumpen des He-Dampfes bis auf etwa 1.7 K verringert werden kann oder in einem Heliumgasstrom, dessen Temperatur mit Hilfe eines Regelgerätes zwischen 5 K und Zimmertemperatur einstellbar ist.

Das von der Probe reflektierte Licht durchläuft den Analysator  $A_{45^\circ}$ , dessen Achse um  $45^\circ$  gegenüber der Horizontalen geneigt ist und ist nun zweifach moduliert, zum einen mit der Frequenz des Choppers ( $\sim 100$  Hz) und zum anderen mit der des PEM (57.2 kHz).

Das vom Detektor registrierte Signal wird in zwei Lock-In Verstärker eingespeist.

Während die Referenzfrequenz des einen Lock-In Verstärkers die Chopper-Frequenz ist, bekommt der zweite Lock-In Verstärker seine Referenzfrequenz vom PEM.

Im folgenden Abschnitt soll genauer erläutert werden, wie aus den beiden Messsignalen der Lock-In Verstärker die Drehung der Lichtpolarisation nach Reflexion von der Probe gemessen werden kann.

### 5.1.2 Messverfahren

Das auf die Probe einfallende Licht ist nach dem Polarisator  $P90^\circ$  vertikal polarisiert und wird nach Durchlaufen des PEM zwischen vertikal und horizontal polarisiert umgeschaltet. Wenn man davon ausgeht, dass das von einer unmagnetisierten Probe reflektierte Licht nicht in seiner Polarisationsrichtung gedreht ist, dann ergeben sich die in Abb. 5.3 dargestellten Verhältnisse für die Projektionen von horizontal (h) und vertikal (v) polarisiertem Licht auf die Achse des Analysators  $A45^\circ$ .

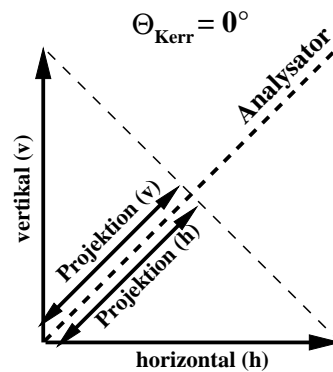


Abbildung 5.3: Projektionen der vertikalen und horizontalen Lichtpolarisationen auf den Analysator bei nicht vorhandener Kerr-Drehung ( $\theta_{Kerr} = 0$ ).

Wie aus Abb. 5.3 ersichtlich ist, sind die Projektionen von horizontal (h) und vertikal (v) polarisiertem Licht auf die Achse des Analysators gleich groß. Ihre Differenz ist also gleich Null.

Für den Fall einer nicht verschwindenden Kerr-Drehung, also ( $\theta_{Kerr} \neq 0$ ), ergibt sich die in Abb. 5.4 gezeigte Situation. Zur Veranschaulichung ist ein relativ großer Drehwinkel von etwa  $8^\circ$  angenommen. Werden die vertikalen und horizontalen Polarisationsrichtungen des von der Probe reflektierten Lichts durch den Kerr-Effekt gedreht, so ist aus Abb. 5.4 ersichtlich, dass deren Projektionen auf die raumfeste Analysatorachse nun nicht mehr gleich groß sind. Somit ist auch die Differenz zwischen beiden Projektionen ungleich Null.

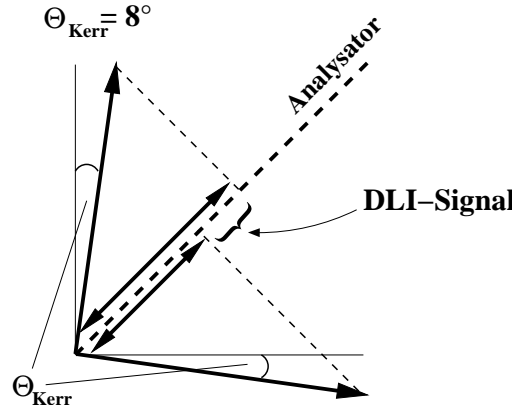


Abbildung 5.4: Projektionen der vertikalen und horizontalen Lichtpolarisationen auf den Analysator bei einer durch die Probe verursachten Kerr-Drehung ( $\theta_{\text{Kerr}} \neq 0$ ).

Dabei wurde angenommen, dass die horizontalen und vertikalen Polarisationsrichtungen jeweils um den gleichen Winkel gedreht werden. Diese Annahme ist für den polaren Kerr-Effekt bei senkrechtem Lichteinfall gerechtfertigt, wie später gezeigt wird (siehe 5.1.5). Jedoch ist sie beim nicht-senkrechten Lichteinfall nicht mehr richtig.

Ein Lock-In Verstärker, der das Signal vom Detektor erhält und dessen Referenzfrequenz gleich der Chopper-Frequenz ist, misst die gesamte Lichtintensität. Dieses Lock-In Signal wird im Weiteren als „SLI“ (= „Summen-Lock-In“) bezeichnet und dient zur Normierung der Messergebnisse.

Die Referenzfrequenz des zweiten Lock-In Verstärkers ist die doppelte Umschaltfrequenz des PEM. Dieser Lock-In registriert somit die Differenz der beiden Projektionen von vertikal und horizontal polarisiertem Licht auf den Analysator. Deshalb wird das Messsignal dieses Lock-In Verstärkers im Folgenden als „DLI“ (= „Differenz-Lock-In“) bezeichnet.

Wie bereits oben erwähnt, muss das gemessene DLI-Signal normiert werden, da z.B. eine Intensitätszunahme des reflektierten Lichts auch eine Zunahme des DLI-Signals bewirken würde, ohne dass eine größere Kerr-Drehung vorliegen muss. Aus diesem Grund ist das Messsignal, welches zur weiteren Auswertung benutzt wird, der Quotient aus DLI und SLI, was im Weiteren mit „QLI“ (= „Quotienten“) bezeichnet wird.

Der Vorteil dieser Messmethode liegt darin, dass bei einer nicht vorhandenen Kerr-Drehung der DLI und somit der QLI den Wert Null liefert. Die Empfindlichkeit des DLI kann um mehrere Größenordnungen höher sein, als die des SLI.

Schon eine kleine Drehung der Polarisation des reflektierten Lichts führt zu ei-

nem Unterschied in den beiden Projektionen auf die Analysatorachse und somit zu einen nicht verschwindenden DLI-Wert. Die Tatsache, dass über das Vorzeichen des DLI-Signals die Drehrichtung der Kerr-Drehung bestimmt werden kann sowie die Verwendung von Lock-In Technologie machen die Vorteile dieser Messmethode aus. Aus Abb. 7.2 kann eine Messgenauigkeit von  $\pm 0.01^\circ$  abgelesen werden, was z.B. mit gekreuzten Polarisatoren nicht erreichbar ist. Außerdem kommt diese Methode mit nur einem Detektor aus, der DLI und SLI gleichzeitig nachweist.

Um möglichst viel Information über die physikalischen Eigenschaften der hier untersuchten GaMaAs-Epitaxieschichten zu erhalten, wurde die Kerr-Drehung der Probe durch die zwei, im Folgenden beschriebenen Verfahren gemessen.

#### 5.1.2.1 Kerr-Drehung als Funktion des äußeren Magnetfeldes

Zur Aufzeichnung der für ferromagnetische Substanzen typischen Hysteresekurven, wie sie z.B. in Abb. 3.5 zu sehen ist, wurde als Lichtquelle monochromatisches Licht von einem Laser oder von einer Halogenlampe in Verbindung mit einem Spektrometer verwendet. Die beiden Lock-In Signale, DLI und SLI wurden als Funktion des Magnetfeldes gemessen und für jeden Messpunkt der Quotient,  $\frac{DLI}{SLI} = QLI$ , aufgezeichnet. Typische Messungen sind in Kap. 7.1 dargestellt.

Diese Messmethode wird für die Untersuchung von Koerzitiv-Feld, Remanenz und zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung verwendet. Außerdem kann aus der Untersuchung der Hysteresen die leichte und schwere Richtung der Magnetisierung bestimmt werden.

#### 5.1.2.2 Kerr-Drehung als Funktion der Photonen-Energie

Im Unterschied zu den Hysteres-Schleifen ist bei diesen Messungen das äußere Magnetfeld fest. Es ist auf einen Wert eingestellt, bei dem die Magnetisierung der Probe gesättigt ist. Dieser Wert lässt sich z.B. aus den Hysteres-Messungen leicht bestimmen. Als Lichtquelle diente eine Halogenlampe in Verbindung mit einem Einfach-Monochromator, so dass der QLI-Wert als Funktion der Austrittswellenlänge des Spektrometers aufgezeichnet wurde. Durch die Spaltbreite von 2 mm an Ein- und Austrittsspalt ergab sich eine spektrale Breite der verwendeten Wellenlänge von  $\Delta\lambda \approx 3 \text{ nm}$ , was verglichen mit der Breite der Strukturen in den Messungen einen guten Kompromiss zwischen Signalintensität und Auflösungsvermögen darstellt.

### 5.1.3 Eichung des Kerr-Drehwinkels

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, wie eine Kerr-Drehung der Lichtpolarisation ein elektronisches DLI-Signal erzeugt. Um diesem elektronischen Signal wiederum einen Kerr-Drehwinkel zuzuordnen, muss zunächst die Funktionsweise eines Lock-In Verstärkers genauer beleuchtet werden.

In Analogie zu den Abb. 5.3 und 5.4 lassen sich die Polarisationsrichtungen von Polarisator und Analysator,  $\hat{e}_{pol}$  und  $\hat{e}_a$  sowie die Einheitsvektoren  $\hat{e}_x$  bzw.  $\hat{e}_y$  einführen. Der Vektor  $\hat{e}_a$  entspricht der um den Kerr-Winkel gedrehten Analysator-Richtung. Diese Betrachtung ist möglich, da eine Kerr-Drehung der Probe um den Winkel  $\theta$  einer Analysator-Drehung in die entgegengesetzte Richtung entspricht (siehe unten). Da der PEM die Phase der E-Feld Komponente mit Richtung  $\hat{e}_x$  um einen Winkel  $\varphi$  zwischen  $\pi$  und  $-\pi$  verzögert, können die Komponenten des elektrischen Feldes des Lichts nach Durchlaufen des PEM geschrieben werden als

$$\vec{E}_x = \vec{E}_y \cdot e^{i\pi \cos \varphi(t) + \phi} . \quad (5.1)$$

Dabei ist die Frequenz  $\varphi / (2\pi t) = 1/\tau = 57.2 \text{ kHz}$  und  $\vec{E}_i$  sind die Komponenten des elektrischen Feldes in  $\hat{e}_i$ -Richtung. Der Parameter  $\phi \approx 0$  ist eingeführt worden, um mögliche Fehleinstellungen der Polarisatorachse relativ zu den Achsen des PEM-Kristalls zu berücksichtigen. Wie aus Gl. (5.1) ersichtlich ist, ist das Licht nach dem Modulator zu den Zeiten  $t = \tau/4, 3\tau/4, \dots$  linear in Richtung  $\hat{e}_{pol}$  polarisiert und bei  $t = 0, \tau/2, \tau, \dots$  entsprechend senkrecht dazu.

Eine durch die Probe verursachte Kerr-Drehung um einen Winkel  $\theta$  entspricht einer Analysatordrehung um  $-\theta$  in die entgegengesetzte Richtung. Die gedrehte Richtung des Analysators ist mit  $\hat{e}_a$  bezeichnet.

Für die vom Detektor nachgewiesene Intensität  $I(t)$  ergibt sich demnach [54]

$$I(t) = \frac{1}{2} E_0^2 \left( \hat{e}_x \hat{e}_a + \hat{e}_y \hat{e}_a e^{-i\pi \cos \frac{2\pi t}{\tau} - \phi} \right) (c.c.) f(t) \quad (5.2)$$

$$= \left[ \underbrace{\frac{1}{2} E_0^2 [1 + (e^{-2\phi} - 1) \sin^2 \theta]}_{=:A} - \underbrace{\frac{1}{2} E_0^2 \sin(2\theta)}_{=:B} \cos \left( \pi \cos \frac{2\pi t}{\tau} \right) \right] f(t) .$$

Die Abkürzung  $(c.c.)$  bedeutet, dass das konjugiert Komplexe des vorangehenden Terms zu bilden ist und  $f(t)$  ist die durch den Chopper auf die Gesamtintensität aufmodulierte Funktion, die mit etwa 100 Hz zwischen 0 und 1 variiert. Die Terme  $A$



und  $B$  sind jeweils zeitunabhängig, wobei  $A$  zusätzlich nur schwach von  $\theta$  abhängt, da  $\phi \approx 0$  ist (siehe oben).

Für die von den beiden Lock-In Verstärkern gemessene Fourier-Komponenten ergeben sich

$$\begin{aligned} SLI &= \frac{1}{T} \int_0^T I(t) \sin \frac{2\pi t}{T} dt \\ &= \frac{1}{\pi} \left( A + B \frac{\sin(2\theta)}{2\pi} \underbrace{\int_0^{2\pi} \cos(\pi \cos \varphi) d\varphi}_{=: I_1} \right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

für den Summen-Lock-In und

$$\begin{aligned} DLI &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau I(t) \sin \left( \frac{2\pi t}{\tau} - \frac{\pi}{2} \right) dt \\ &= \frac{1}{8\pi} B \sin(2\theta) \underbrace{\int_0^{2\pi} \cos(\pi \cos(\varphi/2)) \sin(\varphi - \pi/2) d\varphi}_{=: I_2} \end{aligned} \quad (5.4)$$

für den Differenz-Lock-In. Dabei ist  $T$  jeweils die Periodendauer der durch den Chopper erzeugten Funktion  $f(t)$  und  $\tau$  die Periodendauer der Modulationsfrequenz des PEM. Eine ausführliche Darstellung der Herleitungen findet sich in [54].

Die Zahlenwerte der Integrale  $I_1$  und  $I_2$  lassen sich numerisch berechnen und man erhält

$$I_1 = -1.91161 \quad \text{und} \quad I_2 = 3.050071. \quad (5.5)$$

Im Idealfall einer perfekten Einstellung des Polarisators, also für  $\phi = 0$ , kann aus Gl. (5.3) und Gl. (5.4) der Kerr-Drehwinkel  $\theta$  als Funktion von DLI/SLI berechnet werden:

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \frac{\frac{DLI}{SLI}}{\frac{I_2}{8} - \frac{I_1}{2\pi} \frac{DLI}{SLI}} \quad (5.6)$$

Zwar ist es möglich, mit Hilfe der beiden berechneten Konstanten  $I_1$  und  $I_2$  (siehe Gl. (5.5)) über Gl. (5.6) den Drehwinkel aus den gemessenen Rohdaten zu ermitteln, doch zeigten Eich- und Vergleichsmessungen, eine Abhängigkeit der Größe des ausgewerteten Drehwinkels z.B. von der Justierung des Polarisators. Aus Gründen der Reproduzierbarkeit war es deshalb unumgänglich, den Drehwinkel nicht über die berechneten Konstanten  $I_1$  und  $I_2$  nach Gl. (5.5) zu bestimmen, sondern diese Kon-

stanten mittels einer Eichmessung anzupassen.

Zu dieser Eichmessung wurde bei  $B=0$  der Analysator jeweils um einen definierten Winkel verdreht und das Signal des DLI sowie des SLI aufgezeichnet. Auf diese Weise erhält man den gemessenen DLI/SLI-Wert als Funktion des wahren Drehwinkels, der durch Ablesen des Analysators bestimmt wird. Trägt man den Drehwinkel als Funktion des QLI-Wertes ( $= \text{DLI/SLI}$ ) auf, so kann Gl. (5.6) an diese Kurve angepasst werden mit den beiden Konstanten  $I_1$  und  $I_2$  als freie Parameter.

Eine weitere Möglichkeit zur Eichung der Apparatur ist die Messung der Faraday-Drehung in einer paramagnetischen  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Probe, deren Drehwinkel für ein bestimmtes Magnetfeld bekannt ist. Diese Probe diente außerdem für Referenzmessungen zur Bestimmung des Vorzeichens der Kerr-Drehung.

#### 5.1.4 Einfluss der Fenster des Kryostaten

Bislang wurde angenommen, dass eine Drehung der Lichtpolarisation des reflektierten Lichts vorhanden ist. Die Ursache einer solchen Drehung wurde dabei außer Acht gelassen. Da zur Auswertung der gemessenen Daten nur die reine durch die Probe verursachte Kerr-Drehung untersucht werden soll, ist es notwendig, diese von allen anderen, die Lichtpolarisation beeinflussenden Effekten, zu separieren.

Als wichtigster Faktor seien hier die Fenster des Kryostaten genannt, die durch den Faraday-Effekt (siehe Kap. 5.4) eine zusätzliche Drehung der Lichtpolarisation erzeugen.

Wie in Kap. 5.4 noch gezeigt wird, ist der Faraday-Effekt linear in  $\vec{B}$ . Die durch den Faraday-Effekt verursachte Drehung der Lichtpolarisation kehrt sich um, wenn die Magnetfeldrichtung oder der Strahlengang um  $180^\circ$  gedreht werden. Dies führt dazu, dass sich die Polarisationsdrehung aufgrund der Fenster bei der hier verwendeten Messgeometrie nicht aufhebt, sondern für den Hin- und Rückweg des Lichts addiert.

Um den Faraday-Effekt der Fenster als Funktion des Magnetfeldes separat zu messen, wurde die Analysator-Detektor-Einheit hinter dem Kryostat aufgebaut, und die Probe aus dem Strahlengang genommen. Für den Drehwinkel als Funktion des Magnetfeldes ergibt sich eine Ursprungsgerade, aus der die jeweilige Fensterdrehung abgelesen werden kann. Der entsprechende Wert ist bei allen Messungen von den Rohdaten zu subtrahieren, um den reinen Kerr-Effekt der Probe zu erhalten.

Da der Faraday-Effekt wellenlängenabhängig ist, wurde dieser bei verschiedenen Wellenlängen an den Fenstern des Kryostaten gemessen, um deren Einfluss auch beim Messen der spektralen Abhängigkeit des Kerr-Effektes berücksichtigen zu können. Für

den hier verwendeten Kryostaten ergibt sich mit guter Genauigkeit ein linearer Zusammenhang zwischen Faraday-Drehung der Fenster und der Wellenlänge im Bereich von 500-900 nm, gemäß:

$$\theta_{Faraday}(Fenster) = 0.2889 \frac{grad}{kG} - 0.000274 \frac{grad}{kG \cdot nm} \cdot \lambda; \quad (5.7)$$

Dabei ist die verwendete Wellenlänge  $\lambda$  in nm einzusetzen ( $500 \text{ nm} < \lambda < 900 \text{ nm}$ ).

Gl. (5.7) gilt für Messungen bei einem mit flüssigem Helium gefüllten Probenraum, also bei einer Temperatur von unter 2 K. Oberhalb von etwa 4 K befindet sich nur noch gasförmiges Helium im Probenraum, was zu einem um etwa 10% geringeren Resultat der Gl. (5.7) führt. Im Temperaturbereich von 40-80 K konnte innerhalb der Messgenauigkeit keine weitere Temperaturabhängigkeit der Fensterdrehung festgestellt werden.

Für die Kerr-Messungen bei nicht-senkrechtem Lichteinfall auf die Probe (45°-MOKE) sind die Werte, die Gl. (5.7) liefert, zu halbieren, da jeweils nur zwei anstelle von vier Kryostat-Fenstern in der Faraday-Geometrie ( $\vec{k}_L \parallel \vec{B}$ ) passiert werden. Die beiden anderen Fenster befinden sich in der Voigt-Konfiguration ( $\vec{k}_L \perp \vec{B}$ ), die im Rahmen der hier vorgestellten Experimente keinen merklichen Einfluss auf die Lichtpolarisation hat.

### 5.1.5 Theorie des polaren Kerr-Effektes

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, wie über das beschriebene Messprinzip aus den gemessenen Rohdaten (DLI und SLI) der Kerr-Drehwinkel  $\theta_{Kerr}$  berechnet werden kann. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie eine vorhandene Probenmagnetisierung über den Kerr-Effekt einen Einfluss auf die Lichtpolarisation des reflektierten Lichts hat.

Wie man aus Abb. 5.1 erkennen kann handelt es sich bei senkrechtem Lichteinfall auf die Probe und einer senkrecht zur Probenoberfläche stehenden Magnetisierung um den polaren Kerr-Effekt (Bild (1a) in besagter Abbildung). Der longitudinale Kerr-Effekt wird erst dann relevant, wenn es eine Magnetisierungskomponente in der Probenebene gibt und der Einfallswinkel  $\Phi$  nicht Null ist, wie es bei dem im nächsten Kapitel behandelten schrägen Kerr-Effekt zutrifft. Deshalb soll in diesem Abschnitt nur der polare Kerr-Effekt behandelt werden, während longitudinaler und auch transversaler Kerr-Effekt in Kap. 5.3 besprochen werden.

Bei der Betrachtung des polaren Kerr-Effektes trifft linear polarisiertes Licht auf

die Probenoberfläche und wird reflektiert. Linear polarisiertes Licht kann als Überlagerung von rechts- ( $\sigma^+$ ) und linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertem Licht aufgefasst werden, so dass die Darstellung

$$\sigma^+ : \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma^- : \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

beide zirkularen Polarisationen beschreibt [55]. Aus Gl. (5.8) sieht man sofort, dass die Addition beider Basisvektoren  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  linear polarisiertes Licht ergibt.

Der Einfachheit halber wird im Folgenden davon ausgegangen, dass das reflektierte Licht, das eine Kerr-Drehung erfahren hat, nur von der Oberfläche der Probe stammt. Da es sich bei den hier untersuchten Proben um magnetische GaMnAs-Epitaxieschichten handelt, die auf einem GaAs-Substrat aufgebracht sind, werden also für diese Betrachtungen kein Eindringen in die GaMnAs-Schicht und auch keine Mehrfachreflexionen in der Probe berücksichtigt. Zwar ist bei den Anpassungsrechnungen zum Kerr-Effekt (Kap. 6) die Option gegeben, diese Mehrfachreflexionen innerhalb der Probe und somit eine Überlagerung aller Kerr-Drehungen des mehrfach reflektierten Lichts zu berücksichtigen, doch ist dies bei GaMnAs physikalisch nicht sinnvoll. Die Konzentration an freien Ladungsträgern in der Größenordnung von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  führt zu einer starken Absorption des auf die Probe einfallenden Lichtes selbst bei Photonen-Energien unterhalb der Energielücke. Der Hauptbestandteil des reflektierten Lichts stammt also von der Probenoberfläche.

Treffen die beiden zirkular polarisierten Komponenten des Lichts auf eine magnetisierte Oberfläche, so lassen sich die Reflexions-Koeffizienten  $r_+$  und  $r_-$  für  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  polarisiertes Licht getrennt aus den Fresnel'schen Gleichungen herleiten. Man erhält mit den Brechungsindizes  $n_+$  und  $n_-$  [56]

$$r_+ = \frac{n_0 - n_+}{n_0 + n_+} \quad \text{und} \quad r_- = \frac{n_0 - n_-}{n_0 + n_-}, \quad (5.9)$$

wobei auch im Weiteren der Index „+“ für rechtszirkular und der Index „-“ für linkszirkular polarisiertes Licht stehen. Dabei ist  $n_0$  der Brechungsindex des an die Probenoberfläche angrenzenden Mediums. In den folgenden Gleichungen wird  $n_0=1$  gesetzt, was für flüssiges oder gasförmiges Helium auch in guter Näherung erfüllt ist. Ersetzt man in Gl. (5.9) jeweils den Brechungsindex  $n_{\pm}$  durch dessen komplexe Darstellung  $n_{\pm} = n'_{\pm} + in''_{\pm}$ , dann erhält man für die komplexen Reflexions-Koeffizienten

$r_{\pm}$  die Form

$$r_{\pm} = \frac{1 - n'_{\pm} - in''_{\pm}}{1 + n'_{\pm} + in''_{\pm}} = \frac{1 - n''_{\pm} - n'^2_{\pm} - i2n''_{\pm}}{(1 + n'_{\pm})^2 + n''^2_{\pm}}, \quad (5.10)$$

wobei nach dem zweiten Gleichheitszeichen mit  $(1 - n'_{\pm} - in''_{\pm})$  im Zähler und Nenner erweitert wurde.

Man kann die komplexe Zahl  $r_{\pm}$  umschreiben als  $r_{\pm} = |r_{\pm}| \cdot e^{i\psi_{\pm}}$ , wobei der Phasenfaktor  $\psi_{\pm}$  aus Real- und Imaginärteil von  $r_{\pm}$  (siehe Gl. (5.10)) berechnet werden kann:

$$\psi_{\pm} = \arctan\left(\frac{\mathcal{I}m(r_{\pm})}{\mathcal{R}e(r_{\pm})}\right) = \frac{-2n''_{\pm}}{1 - n'^2_{\pm} - n''^2_{\pm}}; \quad (5.11)$$

Der Kerr-Drehwinkel für eine Reflexion von der Probenoberfläche ohne Betrachtung von Mehrfachreflexionen ist dann die halbe Phasendifferenz der reflektierten Lichtwellen

$$\theta_{Kerr} = \frac{180^\circ}{\pi} \cdot \frac{\psi_+ - \psi_-}{2}, \quad (5.12)$$

wobei  $\theta_{Kerr}$  nach dieser Definition in Grad berechnet wird. Trennungen

## 5.2 Magnetischer Zirkular-Dichroismus

Der magnetische Zirkular-Dichroismus (MCD) ist eine experimentell relativ leicht zugängliche Größe. Während der Kerr-Effekt eine Drehung des auf die Probe einfallenden Lichts misst, gibt der Wert einer MCD-Messung den Unterschied der Reflektivitäten von links- und rechtszirkular polarisiertem Licht an. Prinzipiell ist es auch möglich eine MCD-Messung in Transmission durchzuführen, was allerdings bei den hier untersuchten Proben wegen der starken Absorption nicht angewendet wurde.

Der experimentelle Aufbau zur Messung des magnetischen Zirkular-Dichroismus ist der gleiche wie in Abb. 5.2 zur Messung des Kerr-Effektes, nur dass der Analysator  $A45^\circ$  vor dem Detektor entfernt wird und der PEM im  $\lambda/4$ -Modus betrieben wird. Auf diese Weise misst der DLI jeweils die Differenz der Intensitäten von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht. Der SLI misst entsprechend die Summe beider Intensitäten.

Um aus den Rohdaten die MCD-Werte zu erhalten, müssen diese mit den Empfindlichkeiten der beiden Lock-In Verstärker umgerechnet werden und mit dem Faktor  $\frac{180}{\pi}$  multipliziert werden, so dass man die MCD in Grad erhält.

Aufgrund des Messverfahrens ist eine nachträgliche Umrechnung auf einen Drehwinkel mittels Eichmessungen wie bei der Kerr-Effekt Messung nicht mehr notwendig.

In Analogie zur Beschreibung des Kerr-Effektes im vorangegangenen Kapitel werden auch hier die Reflexions-Koeffizienten  $r_+$  und  $r_-$  für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht getrennt betrachtet. Somit ist das MCD-Signal die Differenz der Intensitäten von  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht, normiert auf deren Summe:

$$MCD = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{|r_+|^2 - |r_-|^2}{|r_+|^2 + |r_-|^2} . \quad (5.13)$$

### 5.3 MOKE bei nicht senkrechtem Lichteinfall

Da der polare Kerr-Effekt keine Aussage über die Komponente des Magnetisierungsvektors in der Schichtebene zulässt, wurde im Rahmen dieser Arbeit der magnetooptische Kerr-Effekt bei nicht senkrechtem Lichteinfall auf die Probe untersucht. Bei diesem neuen Messverfahren ist die Flächennormale der Epitaxieschicht unter  $45^\circ$  gegenüber dem äußeren Magnetfeld gedreht. Somit existiert eine Magnetfeld-Komponente, die senkrecht und eine die parallel zur Probenschicht liegt. Über den longitudinalen bzw. transversalen Kerr-Effekt werden nun auch Magnetisierungskomponenten, die in der Schichtebene liegen, nachgewiesen.

Eine quantitative Analyse der gemessenen Kerr-Drehwinkel als Funktion der Probenmagnetisierung oder eine Umrechnung der Drehwinkel auf die Magnetisierung ist bei diesem Verfahren und in der verwendeten Messgeometrie nicht möglich. Im Kapitel über die theoretischen Grundlagen dieses Messverfahrens wird dieser Punkt genauer beleuchtet. Deshalb muss diese Methode als Ergänzung zu den Messungen des polaren Kerr-Effekts verstanden werden.

Im Folgenden wird der schräge magnetooptische Kerr-Effekt als „ $45^\circ$ -MOKE“ bezeichnet.

#### 5.3.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Messung des  $45^\circ$ -MOKE ist in Abb. 5.5 gezeigt. Es standen die gleichen Lichtquellen wie beim polaren MOKE in Abb. 5.2 zur Verfügung. Der  $\vec{k}$ -Vektor des einfallenden und unter  $90^\circ$  reflektierten Lichts ist mit  $\vec{k}_L$  und  $\vec{k}'_L$  bezeichnet. Alle anderen Bestandteile entsprechen denen aus Abb. 5.2.

Um die oben angesprochene Zerlegung der Probenmagnetisierung  $\vec{M}$  zu verdeutlichen, ist die Probe in Abb. 5.5 vergrößert herausgezeichnet. Dabei sind die Richtungen des einfallenden und reflektierten Lichts sowie die Magnetfeldrichtung parallel zu denen des experimentellen Aufbaus im gleichen Bild. Bei hinreichend hohem Feld liegt

die Orientierung von  $\vec{M}$  parallel zum äußeren Feld.

Der Winkel  $\Phi$  ist im hier vorgestellten Fall  $45^\circ$  und entspricht dem aus Abb. 5.1 in der Darstellung der drei möglichen Geometrien des Kerr-Effekts. Aufgrund der Orientierung des äußeren Magnetfeldes und des Licht-Einfallswinkels von  $45^\circ$  wird in Verbindung mit Abb. 5.1 deutlich, dass zum Verständnis des schrägen Kerr-Effekts der polare, der longitudinale und der transversale MOKE berücksichtigt werden müssen. Liegt die Magnetisierung in der Probenebene ( $\vec{M} \parallel$ ) parallel zur Einfallsebene des Lichts, so handelt es sich um den longitudinalen Kerr-Effekt, bei senkrecht zur Probenebene orientierter Magnetisierung entspricht die Geometrie derjenigen des polaren Kerr-Effektes und bei einer Drehung der Magnetisierung, die in der Probenebene und senkrecht zur Ebene aus einfallendem und reflektiertem Licht liegt, spricht man vom transversalen Kerr-Effekt.

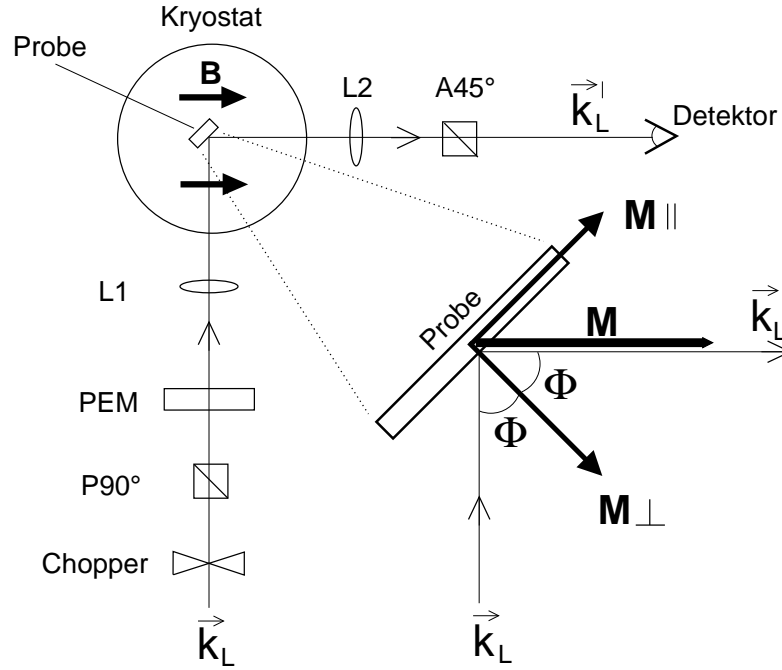


Abbildung 5.5: *Experimenteller Aufbau zur Messung des magnetooptischen Kerr-Effekts bei einem Lichteinfall unter  $45^\circ$  mit vergrößerter Darstellung der Magnetisierungskomponenten der Probe. Zur Erklärung der Mess-Komponenten siehe Kap. 5.1.1.*

Im vorliegenden Fall der Abb. 5.5 tritt das einfallende Licht durch die Fenster des Kryostaten in Voigt-Geometrie ( $\vec{k}_L \perp \vec{B}$ ) und verlässt den Kryostaten nach Reflexion von der Probe durch die Fenster in Faraday-Geometrie ( $\vec{k}'_L \parallel \vec{B}$ ). Die Messungen wurden sowohl in der dargestellten Geometrie als auch bei umgekehrtem Lichtweg

durchgeführt.

Aufgrund der Messgeometrie passiert das Licht nur einmal die Kryostat-Fenster in der Faraday-Geometrie, so dass die halbe Fenster-Drehung von den Messdaten subtrahiert werden muss verglichen mit den Messungen des polaren MOKE bei senkrechtem Lichteinfall. Der Voigt-Effekt der entsprechend anderen Fenster kann vernachlässigt werden, da es sich um einen Effekt handelt, der proportional zu  $B^2$  ist und die an den Fenstern anliegenden Felder klein sind.

In Abb. 5.6 ist das angewandte Messprinzip verdeutlicht. Dieses zeigt, dass eine quantitative Auswertung des resultierenden Kerr-Drehwinkels auf der Grundlage aller drei Kerr-Effekte mit der dargestellten Orientierung der Magnetisierung zu Komplikationen führt, die mit der zur Verfügung stehenden Messgeometrie nicht umgangen werden können. Die Anordnung der Kryostaten-Fenster relativ zur Richtung des Magnetfeldes beschränkt nämlich die möglichen Messgeometrien auf die in Abb. 5.5 dargestellten Strahlengänge. Dies führt dazu, dass z.B. eine Messung des reinen polaren Kerr-Effektes bei einem Einfallswinkel von  $\Phi=45^\circ$  nicht möglich ist, ohne immer einen Anteil der beiden anderen Effekte mit zu messen. Somit sind alle Kerr-Messungen bei schrägem Lichteinfall eine Überlagerung der drei oben erwähnten Effekte.

Durch die Modulation des auf die Probe einfallenden Lichts wird die Lichtpolarisation um  $90^\circ$  zwischen den beiden in Abb. 5.6 dargestellten  $s$ - und  $p$ -Polarisationen umgeschaltet. Der durch die Magnetisierung der Probe verursachte Kerr-Drehwinkel  $\theta_K^{s,p}$  ist für  $s$ - und  $p$ -polarisiertes Licht dargestellt. Im Gegensatz zum rein polaren Kerr-Effekt sind jetzt die Drehwinkel für die beiden Polarisationsrichtungen des einfallenden Lichts nicht mehr gleich. Entsprechend kompliziert ist die Umrechnung des QLI-Signals auf Drehwinkel.

Der Einfallswinkel beträgt  $45^\circ$  zur Probennormalen  $\vec{N}$ .

### 5.3.2 Theoretische Betrachtungen zum nicht-senkrechten Lichteinfall

Aufgrund der Orientierung des äußeren Magnetfeldes und des Licht-Einfallswinkels von  $45^\circ$  wird in Verbindung mit Abb. 5.1 deutlich, dass zum Verständnis des schrägen Kerr-Effekts der polare, der longitudinale und der transversale MOKE berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden sollen die Formeln zur Berechnung der drei Effekte dargestellt werden. Dazu wird der sogenannte magnetooptische Parameter  $Q$  verwendet,



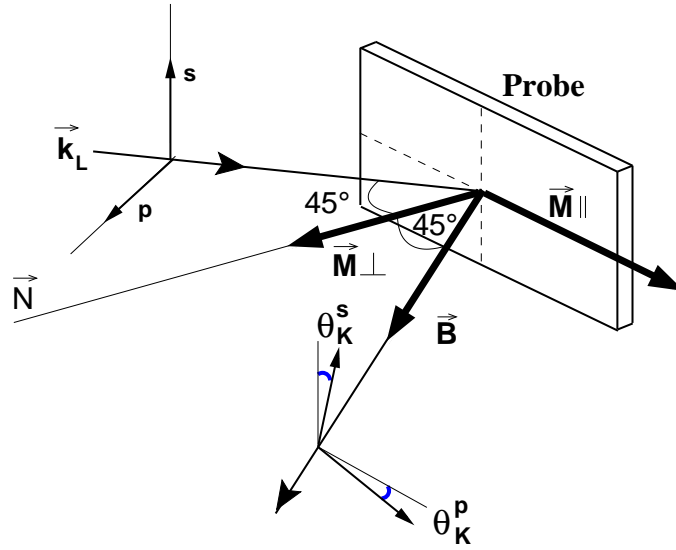


Abbildung 5.6: *MOKE bei Lichteinfall unter  $45^\circ$  mit der Darstellung des Kerr-Drehwinkels  $\theta_K^{s,p}$  für s- und p-polarisiertes einfallendes und reflektiertes Licht. Weitere Erläuterungen siehe Text.*

der definiert werden kann über [57]

$$\frac{1}{2}Q = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad \text{mit } n_{\pm} = (n'_{\pm} + in''_{\pm}) \quad (5.14)$$

wobei  $n_+$  und  $n_-$  die Brechungsindizes für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht sind.

Das einfallende Licht treffe unter einem Winkel  $\Phi$  auf die Probenoberfläche und die Magnetisierung ist entsprechend der in Abb. 5.1 dargestellten Geometrien für die drei Kerr-Effekte orientiert. Die resultierende Kerr-Drehung sei dann für s- und p-polarisiertes Licht als  $\theta_K^{s,p}$  bezeichnet. In allen drei unten erläuterten Fällen des polaren, longitudinalen und transversalen Kerr-Effektes wird das einfallende Licht als linear polarisiert angenommen und trifft vom Medium 1 kommend auf das Medium 2 mit dem entsprechenden komplexen Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ . Diese definieren den Quotienten  $\eta \equiv \frac{n_2}{n_1}$ .

Die unten dargestellten Formeln sind der Monographie [57] entnommen.

### 5.3.2.1 polarer Kerr-Effekt bei $\Phi=45^\circ$

Bei einem Lichteinfall von  $\Phi=45^\circ$  kann zur Drehung der Polarisationsrichtung noch eine Elliptizität hinzukommen. Die allgemeine Formel des polaren Kerr-Effektes ist

dann gegeben durch [57]

$$\theta_K^{s,p} = \text{Im} \left[ \frac{\eta^2 \left[ \sqrt{(\eta^2 - \sin^2(\Phi))} \mp \sin(\Phi) \tan(\Phi) \right]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2(\Phi))} Q \right]. \quad (5.15)$$

Dabei muss in den Fällen, in denen „ $\pm$ “ oder „ $\mp$ “ auftaucht jeweils das obere Zeichen für  $s$ -polarisiertes Licht und das unter für  $p$ -polarisiertes Licht verwendet werden.

### 5.3.2.2 longitudinaler Kerr-Effekt bei $\Phi=45^\circ$

Auch beim longitudinalen Kerr-Effekt koexistiert eine Drehung der Lichtpolarisation zusammen mit dem Auftreten von Elliptizität. Die Magnetisierung liegt bei diesem Effekt sowohl in der Probenebene als auch in der Ebene, die durch den  $\vec{k}$ -Vektor des einfallenden und des reflektierten Lichts aufgespannt wird [57].

$$\theta_K^{s,p} = \text{Im} \left[ \frac{\left[ \sin(\Phi) \eta^2 \left( \sin(\Phi) \tan(\Phi) \pm \sqrt{\eta^2 - \sin^2(\Phi)} \right) \right]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2(\Phi)) \sqrt{(\eta^2 - \sin^2(\Phi))}} Q \right] \quad (5.16)$$

### 5.3.2.3 transversaler Kerr-Effekt bei $\Phi=45^\circ$

Liegt die Magnetisierung in der Probenebene und senkrecht zu der Ebene, die durch den  $\vec{k}$ -Vektor des einfallenden und des reflektierten Lichts aufgespannt wird, so spricht man vom transversalen Kerr-Effekt, der sich in einer Intensitätsänderung des reflektierten Lichts als Funktion der Probenmagnetisierung niederschlägt [57].

$$\delta_p = \frac{\Delta I}{I} = -\text{Im} \left[ \frac{4 \tan(\Phi) \eta^2}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2(\Phi))} Q \right] \quad (5.17)$$

## 5.3.3 Zusammenspiel der drei Effekte

Während bei der Messung des polaren Kerr-Effektes mit senkrechtem Lichteinfall die beiden anderen Effekte keinen Einfluss auf den gemessenen Kerr-Drehwinkel haben, so handelt es sich bei der hier vorgestellten schrägen Messgeometrie um ein Zusammenspiel aller drei Effekte. Dabei treten zwei Schwierigkeiten auf, die mit der zur Verfügung stehenden Messmethode nicht umgangen werden können.

Zum einen schaltet der PEM zwischen  $s$ - und  $p$ -polarisiertem Licht um, was sich im Fall eines senkrechten Lichteinfalls aufgrund der Symmetrie nicht auf den gemessenen Drehwinkel auswirkt. Bei nicht-senkrechtem Lichteinfall werden jedoch beide  $s$ -

und  $p$ -Polarisationen des polaren und des longitudinalen Kerr-Effekts unterschiedlich weit gedreht. Dies wird aus den Gleichungen 5.15 und 5.16 an den unterschiedliche Vorzeichen „ $\pm$ “ deutlich (siehe oben).

Zum anderen ist es mit der vorgestellten Messmethode nicht möglich, zu unterscheiden, welcher Kerr-Effekt die gemessene Kerr-Drehung verursacht. Die Gesamtdrehung ist dabei immer eine Überlagerung aller Effekte, wobei die Drehwinkel nicht addiert werden können. Weiterhin ist der Drehwinkel jedes einzelnen Effektes eine Funktion sowohl der Richtung als auch des Betrages der Magnetisierung.

In Abb. 5.7 sind Simulationen der drei behandelten Kerr-Effekte gezeigt. Dabei ist der jeweilige Drehwinkel als Funktion des Einfallswinkels für einen festen Wert von  $Q$ , also für ein festes Magnetfeld aufgetragen. Um diese theoretischen Werte zu erhalten wurde der QLI-Wert bei einer festen Magnetisierung nach Durchlaufen aller optischen Komponenten aus Abb. 5.5 getrennt für alle drei Kerr-Effekte berechnet.

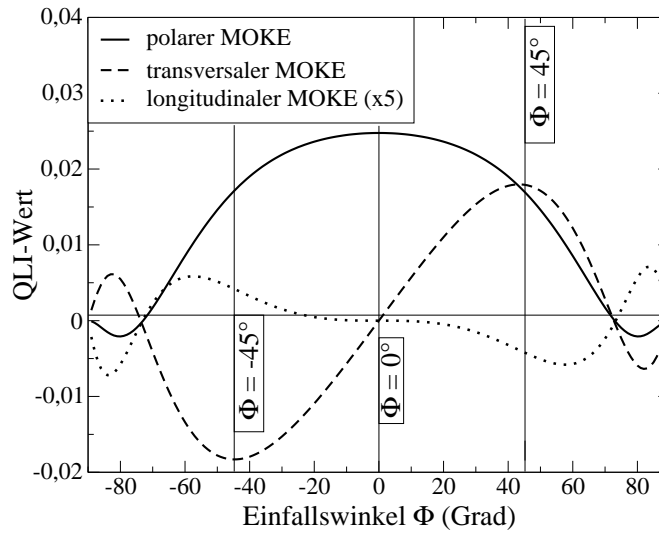


Abbildung 5.7: Theoretischer Verlauf der drei Kerr-Effekte (polar, longitudinal, transversal) als Funktion des Licht-Einfallswinkels  $\Phi$  bei festem magnetooptischen Parameter  $Q$ . Aufgetragen ist das theoretisch zu erwartende QLI-Signal [58].

Zur besseren Orientierung sind an den Stellen von  $\Phi = \pm 45^\circ$  und  $\Phi = 0^\circ$  jeweils senkrechte Linien eingezeichnet. Man erkennt, dass bei senkrechtem Lichteinfall nur der polare Kerr-Effekt einen Beitrag zum Gesamtdrehwinkel liefert und dass transversaler und longitudinaler MOKE bei  $\Phi = 0^\circ$  verschwinden. Außerdem ändern der transversale und der longitudinale MOKE ihr Vorzeichen bei einer Vorzeichenände-

rung des Einfallswinkels. Eine Umkehrung des Lichtweges ändert somit die Vorzeichen der Beiträge von longitudinalem und transversalem MOKE.

Eine Umrechnung der gemessenen Drehwinkel ist also nur dann möglich, wenn aus verschiedenen Messungen ein oder zwei Kerr-Effekte vernachlässigt werden können, oder wenn die genaue Orientierung der Magnetisierung bekannt ist.

Somit ist eine Drehwinkel-Eichung und eine quantitative Umrechnung auf die Magnetisierung ohne zusätzliche Messgeometrien nicht möglich, die allerdings mit dem zur Verfügung stehenden Kryostaten nicht möglich waren.

Der 45°-MOKE muss deshalb als „Zusatzinformation“ zu den bereits vorhandenen Messungen des polaren Kerr-Effekts bei senkrechtem Lichteinfall verstanden werden. Eindeutige Aussagen über Lage und Größe des Magnetisierungsvektors sind nicht möglich.

## 5.4 Faraday-Effekt

Da der Faraday-Effekt im Rahmen dieser Arbeit lediglich zu Eichzwecken verwendet und nicht quantitativ analysiert wurde, soll an dieser Stelle nur ein grober Überblick über diese Methode stehen.

Als Faraday-Effekt bezeichnet man die Drehung der Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch Materie, die sich in einem Magnetfeld befindet. Dabei ist der  $\vec{k}$ -Vektor des einfallenden Lichts parallel zum äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$ . Im einfachsten Fall ist der Faraday-Drehwinkel  $\theta_F$  proportional zur Stärke des Magnetfeldes  $B$  und zur Probendicke  $L$ .

$$\theta_F = V \cdot B \cdot L \quad (5.18)$$

Die Proportionalitätskonstante  $V$  heisst Verdet'sche Konstante und ist in der Regel abhängig von der Frequenz des Lichts, den Probeneigenschaften oder der Temperatur [57].

Wie bereits in Abschnitt 5.1.5 erwähnt, kann linear polarisiertes Licht zerlegt werden in seine rechts- und linkszirkular polarisierten Anteile. Sind die Brechungsindizes  $n_+$  und  $n_-$  für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich, so besitzen beide Helizitäten unterschiedliche Geschwindigkeiten  $c/n_+$  und  $c/n_-$  im Medium. Treffen beide Anteile gleichphasig auf die Probe, so besitzen diese nach Durchlaufen der Probe eine Phasendifferenz aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Die Addition beider phasenverschobenen Anteile führt zu einer um den Winkel  $\theta_F$

gedrehten Polarisationsrichtung nach der Probe.

$$\theta_F = \frac{\omega}{2c} (n_+ - n_-) L \quad (5.19)$$

In Gl. (5.19) ist  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $c$  die Geschwindigkeit des Lichts in Vakuum.

Im Fall der hier betrachteten magnetischen oder verdünnt magnetischen Halbleiter spalten die Energiebänder nach Gl. (3.50) - (3.53) auf und es existieren somit unterschiedliche Brechungsindizes aufgrund der Auswahlregeln für optische Übergänge.

Der prinzipielle Aufbau zur Messung des Faraday-Effektes ist in Abb. 5.8 gezeigt. Die Komponenten entsprechen denen, die zu den MOKE-Messungen verwendet werden.

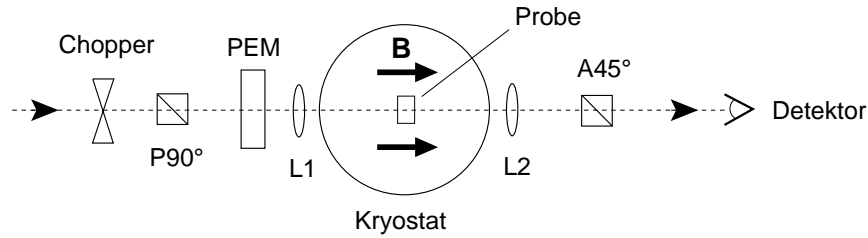


Abbildung 5.8: *Experimenteller Aufbau zur Messung des Faraday-Effektes. P90°: Polarisator (unter 90° relativ zur Experimentierebene), A45°: Analysator (unter 45°), L1, L2: Linsen ( $f=30\text{cm}$ ), PEM: photoelastischer Modulator.*

## 5.5 Kohärente Raman-Spektroskopie

Befindet sich Materie in einem elektrischen Feld  $\vec{E}$ , so wird diese polarisiert und es entsteht die dielektrische Polarisation  $\vec{P}$  im Medium, welche für kleine Feldstärken durch den linearen Zusammenhang  $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$  beschrieben werden kann. Dabei ist  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und  $\chi$  die dielektrische Suszeptibilität. Betrachtet man die Wechselwirkung von Licht mit Materie, so bezeichnet  $\vec{E}$  das oszillierende elektrische Feld der elektromagnetischen Lichtwelle. Die Polarisation oszilliert dann mit der Frequenz  $\omega_L$  des einfallenden Lichts.

Mit zunehmender Intensität werden nichtlineare optischen Effekte wichtiger, die durch die Reihenentwicklung der dielektrischen Polarisation  $\vec{P}(\vec{E})$  beschrieben werden können.

$$P_i = \varepsilon_0 \left( \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right) \quad (5.20)$$

Die  $i$ -ten Komponenten der Polarisation bzw. des elektrischen Feldes werden in Gl. (5.20) durch  $P_i$  und  $E_i$  beschrieben. Die Indizes  $i, j, k$  und  $l$  laufen dabei von 1 bis 3, und die nichtlinearen Suszeptibilitäten  $\chi^{(n)}$  sind Tensoren der Stufe  $n + 1$ . Eine ausführlichere Darstellung des theoretischen Hintergrundes findet sich z.B. in den Arbeiten von H. Pascher und R. Rupprecht [59, 60].

Werden zwei Laserstrahlen der Frequenzen  $\omega_L$  und  $\omega_S$  ( $\omega_S < \omega_L$ ) in einer Probe der Länge  $L$  überlagert, so entstehen aufgrund nichtlinearer Effekte nach Gl. (5.20) Mischfrequenzen. Die kohärente Anti-Stokes Ramanstreuung (CARS) ist dabei ein nichtlinearer optischer Prozess dritter Ordnung, der durch den Suszeptibilitätstensor  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  aus Gl. (5.20) beschrieben wird. Durch Mischung der beiden Frequenzen  $\omega_L$  und  $\omega_S$ , die jeweils mit den entsprechenden Pulsspitzenleistungen  $I_L$  und  $I_S$  von beiden Lasern emittiert werden, entsteht unter anderem Strahlung der Frequenz  $\omega_{AS} = 2\omega_L - \omega_S$  oder der Frequenz  $\omega_{2S} = 2\omega_S - \omega_L$ . Wobei der letztgenannte Prozess als kohärente Second-Stokes Ramanstreuung (CSRS) bezeichnet wird. Die Intensität des kohärenten Raman-Signals  $I_{2S}(L)$  kann dann beschrieben werden durch

$$I_{2S}(L) \propto L^2 \frac{\omega_{2S}^2}{n_{2S} n_L n_S^2} |\chi^{(3)}|^2 I_L I_S^2 \cdot \left[ \frac{\sin(\Delta \vec{k} \cdot \vec{z}_0 L/2)}{\Delta \vec{k} \cdot \vec{z}_0 L/2} \right]^2. \quad (5.21)$$

Dabei sind  $n_S$ ,  $n_L$  und  $n_{AS}$  die Brechungsindizes der entsprechenden Frequenzen und  $\Delta \vec{k}$  ist definiert als  $\Delta \vec{k} = 2\vec{k}_S - \vec{k}_L - \vec{k}_{2S}$ . Im hier vorgestellten Fall waren alle drei  $\vec{k}$ -Vektoren kollinear und parallel zur Flächennormalen der Epitaxieschicht. Der Einheitsvektor  $\vec{z}_0$  ist dann senkrecht zur Epitaxieschicht. Betrachtet man die CSRS in dünnen Epitaxieschichten, so ist die Probenlänge  $L \ll \pi/\Delta k$  und der Phasenfaktor in Gl. (5.21) in eckigen Klammern wird näherungsweise gleich 1.

Bei gegebener Probengeometrie und bekannten Laserfrequenzen wird die Intensität des CARS/CSRS-Signals durch das Betragsquadrat der Suszeptibilität  $\chi^{(3)}$  bestimmt. Diese besitzt Maxima, wenn die Differenzenergie  $\hbar(\omega_L - \omega_S) = \hbar\Delta\omega$  einem erlaubten Raman-Übergang im untersuchten Medium entspricht.

Im hier vorgestellten Fall der CSRS war die Frequenz eines Lasers bei  $\omega_L$  fest, die des zweiten Lasers bei  $\omega_S$  wurde verändert und das CSRS-Signal wurde bei der Frequenz  $\omega_{2S} = 2\omega_S - \omega_L = \omega_S - \Delta\omega$  detektiert. Als Messergebnis erhält man die CSRS-Intensität als Funktion der Frequenzdifferenz  $\Delta\omega$  beider Laser.

Befindet sich die Probe in einem Magnetfeld  $B$ , so ist es z.B. möglich mit Hilfe

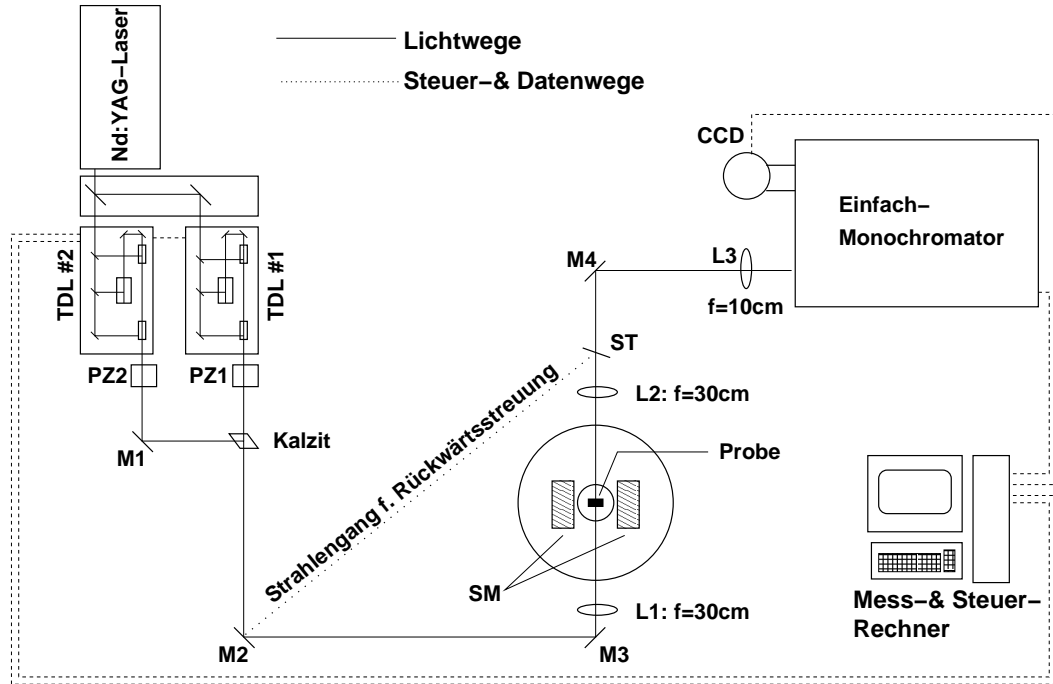


Abbildung 5.9: *Experimenteller Aufbau der CSRS-Messapparatur. TDL #1, #2: zwei Farbstofflaser (durch Nd:YAG-Laser optisch gepumpt), PZ1, PZ2: Pockels-Zellen, ST: Strahlteiler, SM: supraleitender Magnet. Darstellung des Aufbaus für CSRS in Transmission und Reflexion.*

der CSRS die effektiven g-Faktoren der Ladungsträger zu messen über

$$\hbar(\omega_L - \omega_S) = g^* \mu_B B. \quad (5.22)$$

Der experimentelle Aufbau der hier verwendeten CARS/CSRS-Apparatur ist schematisch in Abb. 5.9 dargestellt. Als Detektor diente eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera (charge-coupled-device). Die Probe befindet sich in einem Kryostaten ( $T = 2 - 100$  K) mit supraleitenden Spulen (bis 7 Tesla).

Da die Absorption der Laserstrahlung in den hier untersuchten GaMnAs-Proben aufgrund der vorhandenen freien Ladungsträger so groß ist, dass eine CSRS-Messung in Transmission nicht möglich war, wurden auch CSRS-Messungen in Reflexion durchgeführt.





# Kapitel 6

## Anpassungsrechnungen

Ein zentraler Aspekt der vorliegenden Arbeit ist die Interpretation der Kerr- und MCD-Spektren und damit die Bestimmung von Materialparametern wie  $N_0\alpha$ ,  $N_0\beta$ , die Ladungsträgerdichte und Anisotropiekonstanten. Dazu wird das Programm „kerrm-cdfit“ verwendet, welches von Herrn Andreas Winter hier am Lehrstuhl programmiert wurde [61]. Mit Hilfe dieses Programmes ist es möglich, die Kerr-Drehung und die MCD-Daten als Funktion der verwendeten Lichtwellenlänge zu berechnen, bzw. die Ergebnisse für beide Effekte an die ausgewerteten Messungen anzupassen.

### 6.1 Physikalische Grundlagen

Ausgangspunkt ist die dielektrische Funktion des Halbleiters nach Gl. (4.13), die um den Beitrag der freien Ladungsträger gemäß Gl. (4.5) erweitert ist. Für optische Übergänge werden in dem hier verwendeten Modell Beiträge vom Valenzband der schweren (HH) und leichten (LH) Löcher und vom „Split-Off“ (SO) Band ins Leitungsband betrachtet. Die jeweiligen Beiträge  $\varepsilon_{HH}$ ,  $\varepsilon_{LH}$  und  $\varepsilon_{SO}$  und der Beitrag der freien Ladungsträger zur dielektrischen Funktion werden addiert. Somit ist die den Anpassungsrechnungen zu Grunde liegende dielektrische Funktion gegeben durch

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{HH} + \varepsilon_{LH} + \varepsilon_{SO} + \varepsilon_{freie\ Ladungsträger} . \quad (6.1)$$

Im Programm ist auch die Größe  $\varepsilon_{\infty}$  eine anpassbare Materialkonstante. Da im Magnetfeld die betrachteten Bänder spinaufgespaltet sind, existieren aufgrund der quantenmechanischen Auswahlregeln unterschiedliche erlaubte Übergänge für  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht. Über die Gleichungen (3.50) - (3.53) erhält man die Spinaufspal-

tungen der Bänder. Erlaubt sind die Übergänge von den Valenzbändern (HH, LH) und dem „Split-Off“-Band ins Leitungsband, die die Auswahlregel  $\Delta j = \pm 1$  für  $\sigma_+$  bzw.  $\sigma_-$  polarisiertes Licht erfüllen.

Damit ein Übergang bei einer bestimmten Photonen-Energie stattfinden kann, muss die Energie des Photons mindestens der Energie-Lücke  $E_g$  plus der Kombination der Spin-Aufspaltungsenergien  $\Delta_{CB}$ ,  $\Delta_{HH}$ ,  $\Delta_{LH}$  und  $\Delta_{SO}$  nach Gl (3.50)-(3.53) entsprechend der Auswahlregeln betragen. Weiterhin ist die Lage der Fermi-Energie  $E_F$  ausschlaggebend, ob ein Übergang stattfinden kann oder nicht. Die Fermi-Energie wird dabei vom obersten spin-aufgespalteten Valenzband ( $|HH, +3/2\rangle$ ) gerechnet. Die Landau-Aufspaltung kann vernachlässigt werden, da diese bei den hier untersuchten Proben sehr viel kleiner ist als die Spin-Aufspaltung.

Es wird also der Anteil der dielektrischen Funktion für jeden erlaubten Übergang gemäß der Gl. (4.13) berechnet und nach Gl. (6.1) aufaddiert.

Um die für verdünnt magnetische paramagnetische Halbleiter etablierten Modelle weiter verwenden zu können, wird weiterhin die Magnetisierung gemäß einer Brillouin-Funktion berücksichtigt. Die Sättigung der Magnetisierung ergibt sich dann durch die Annahme einer gegen Null gehenden Temperatur in der Brillouin-Funktion.

An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass für die hier betrachteten optischen Übergänge nicht ein dispersionsbehaftetes Leitungsband als Endzustand verwendet wird, sondern ein dispersionsloses Band. Die Existenz eines solchen Bandes wird bei der Erläuterung der Messergebnisse in Kap. 7.4 noch genauer gerechtfertigt werden.

## 6.2 Programmablauf

Im Programm werden alle Berechnungen für  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht getrennt durchgeführt, um daraus die dielektrische Funktion, die Brechungsindizes  $n_{\pm}$  und schließlich die Reflektivitäten  $r_{\pm}$  für beide zirkularen Komponenten zu berechnen. Diese bilden die Grundlage, um die Werte der Kerr-Drehung nach Gl. (5.12) und MCD nach Gl. (5.13) zu erhalten.

Wie bereits erwähnt, sind die untersuchten Proben so stark p-dotiert, dass eine Transmission von Licht durch die Epitaxieschicht, oder gar Mehrfachreflexionen innerhalb der Probe aufgrund der Absorption durch die freien Ladungsträger ausgeschlossen werden kann. Selbst mit einem leistungsstarken Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm war keine Transmission durch die Epitaxieschicht zu detektieren und somit der Faraday-Effekt nicht messbar. Zur Berechnung des Kerr-Effektes

werden also im Rahmen dieser Arbeit nur Reflexionen an der obersten Schicht der Probe berücksichtigt.

Getrennt für beide zirkularen Polarisationen werden also für alle erlaubten Übergänge der entsprechenden Helizität die Energie-Lücken  $E_g$  in Gl. (4.13) ersetzt durch die entsprechende effektiven Energie-Lücken.

Als Beispiel sei hier der  $|LH, +\frac{1}{2}\rangle \rightarrow |CB, -\frac{1}{2}\rangle$  -Übergang stellvertretend erläutert. Aufgrund der Drehimpulserhaltung handelt es sich um einen  $\sigma^-$ -Übergang und das absorbierte Photon hat somit  $\sigma^-$ -Helizität. Man erkennt leicht, dass die Energie-Lücke  $E_g^0$  bei  $B=0$  für den oben erwähnten Übergang wie folgt zu ersetzen ist, wenn man eine gegenüber II-VI-DMS Halbleitern vertauschte Bänderanordnung zu Grunde legt, wie es hier der Fall ist:

$$E_g = E_g^0 - \Delta_{CB} - \Delta_{LH}; \quad (6.2)$$

Die Aufspaltungsenergien  $\Delta_{CB}$  und  $\Delta_{HH}$  bezeichnen die Bandaufspaltung, wie sie sich aus Gl. (3.50)-(3.53) ergeben.

Auf diese Weise müssen alle Übergänge für links- und rechts zirkular polarisiertes Licht betrachtet und die entsprechenden Energie-Lücken berechnet werden.

Weiterhin wird aus der Ladungsträgerdichte die Plasmafrequenz  $\omega_p$  über

$$\omega_p = \sqrt{\frac{p \cdot e^2}{m_{eff} \cdot \varepsilon_\infty \varepsilon_0}}, \quad (6.3)$$

bestimmt, wobei  $m_{eff}$  die effektive Löchermasse und  $e$  die Elementarladung ist.

Aus der berechneten Plasmafrequenz  $\omega_p$  wird der Anteil der freien Ladungsträger zur dielektrischen Funktion nach Gl. (4.7) und (4.8) getrennt für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Übergänge bestimmt. Zusammen mit der Fermi-Energie  $E_F$  und den neuen Energie-Lücken ergibt sich nun die gesamte dielektrische Funktion  $\varepsilon^\pm$ , getrennt für  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Übergänge. In einem weiteren Schritt wird aus  $\varepsilon^\pm$  der Brechungsindex  $n_\pm$  für beide Polarisationen und daraus über Gl. (5.11), (5.12) und (5.13) der Kerr-Drehwinkel und der Wert des Zirkular-Dichroismus berechnet.

Mit Hilfe der Fit-Funktion des Anpassungsprogramms ist es möglich, verschiedene Probenparameter an die Messkurve anzupassen. Dazu wird jeweils die Summe der Abweichungsquadrate minimiert. Die zur Anpassung zur Verfügung stehenden Parameter sind: Ladungsträgerkonzentration  $p$ , Energie-Lücke  $E_g$ , Abstand des „Splitt-Off“ Bandes vom Valenzband  $\Delta_{SO}$ , Austausch-Intergrale für Leitungs- und Valenzband  $N_0\alpha$

und  $N_0\beta$ , die Oszillatorstärken für die (HH), (LH) und (SO) Übergänge  $f_{HH}$ ,  $f_{LH}$  und  $f_{SO}$ , sowie deren Dämpfungskonstanten  $\Gamma_{HH}$ ,  $\Gamma_{LH}$  und  $\Gamma_{SO}$  und die optische Dielektrizitäts-Konstante  $\varepsilon_\infty$ . Die Mangan-Konzentration  $x$  wird als fester Wert für jede Probe individuell vorgegeben.

# Kapitel 7

## Experimentelle Resultate und deren Deutung

In diesem Kapitel werden die experimentellen Resultate und deren Interpretation vorgestellt. Die Grobgliederung dieses Kapitels richtet sich nach den wichtigsten Untersuchungsmethoden, die zum Einsatz kamen.

Im ersten Teil werden vor allem die Kerr- und MCD-Messungen als Funktion des angelegten Magnetfeldes dargestellt und interpretiert. Dabei handelt es sich ausschließlich um Messungen in Rückwärtsgeometrie.

Im zweiten Teil werden die Kerr- und MCD-Spektren erläutert und interpretiert. Das angelegte Magnetfeld ist während dieser Messungen fest und so groß, dass die Magnetisierung der Probe als gesättigt angenommen werden kann. Diese Messungen wurden nur bei senkrechtem Lichteinfall auf die Probenoberfläche durchgeführt, so dass auch hier der polare Kerr-Effekt die Grundlage zur Untersuchung bildet. Mit Hilfe dieser Messmethode ist es möglich, Aufschlüsse z.B. über die Bandstruktur von GaMnAs zu gewinnen.

Die Messungen des Kerr-Effekts bei einem Lichteinfall unter  $45^\circ$  zur Probennormalen werden in Kap. 7.5 erläutert. Da eine theoretische Beschreibung des schrägen Kerr-Effekts kompliziert ist, soll der entsprechende Abschnitt dieses Kapitels 7.5 eine Zusammenfassung der Messungen des schrägen Kerr-Effekts darstellen. Dabei wurde die Messgeometrie systematisch verändert, um die größtmögliche Information aus den Messdaten zu gewinnen.

Um die Spinaufspaltung von Leitungs- und Valenzband genauer zu untersuchen kam die kohärente Raman-Streuung (CARS / CSRS) zum Einsatz, was Thema des dritten Teiles dieses Kapitels 7.6 ist. Da allerdings an den Epitaxie-Schichten kein Spin-

Flip CSRS-Signal nachgewiesen werden konnte, beschäftigt sich dieser Teil nur mit den Ergebnissen der Untersuchungen an den Volumen-Kristall Proben.

Auf die durchgeführten Eichmessungen mittels des Faraday-Effektes soll nur kurz eingegangen werde, da diese Messungen nur dem Zweck dienen, die Drehrichtung der Lichtpolarisation zu vergleichen und somit das Vorzeichen der Austauschkonstanten zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde der Faraday-Effekt an CdMnTe- und GaMnAs-Volumenkristallen gemessen.

## 7.1 Analyse der MOKE-Hystereseschleifen

Die hier untersuchten GaMnAs-Epitaxieschichten besitzen eine leichte Richtung der Magnetisierung, die entweder in der Schichtebene oder senkrecht dazu orientiert ist, so dass sich die Gliederung dieses Kapitels nach den beiden möglichen Orientierungen der leichten Richtung richtet.

### 7.1.1 GaMnAs/GaInAs-Epitaxieschichten

In Abb. 7.1 ist die typische Hysteresekurve einer hier untersuchten GaMnAs Epitaxieschicht gezeigt, deren leichte Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene liegt. Der Einfachheit halber wird diese Probeneigenschaft im Folgenden als „out-of-plane“ bezeichnet. Die Pfeile geben die Richtung an, in der die Hystereseschleife durchfahren wird.

Tendenziell zeigen alle Proben mit einer derartig orientierten leichten Richtung diese Hysteresenform. Unterschiede zwischen den Proben ergeben sich lediglich in den Proportionen der Schleife und ihren Krümmungen bzw. Steigungen. Die Form entspricht der in Kap. 3.3.7 dargestellten Hystereseschleife.

Man erkennt, dass bei einem relativ kleinen Magnetfeld von etwa 60 G der Kerr-Drehwinkel fast sprunghaft ansteigt, und innerhalb eines Bereiches von etwa 260 G die Sättigung erreicht. Da der Kerr-Drehwinkel ein Maß für die „out-of-plane“ Magnetisierung der untersuchten Probe darstellt, bedeutet dies, dass die Magnetisierungsrichtung innerhalb dieses Bereiches um  $180^\circ$  gedreht wird. Der relativ schmale Bereich, innerhalb dessen sich die Magnetisierung umdreht deutet darauf hin, dass es sich nicht um eine kontinuierliche Drehung der magnetischen Momente mit dem äußeren Magnetfeld handelt, sondern dass dieser Prozess annähernd vollständig bei einem bestimmten Feld erfolgt.

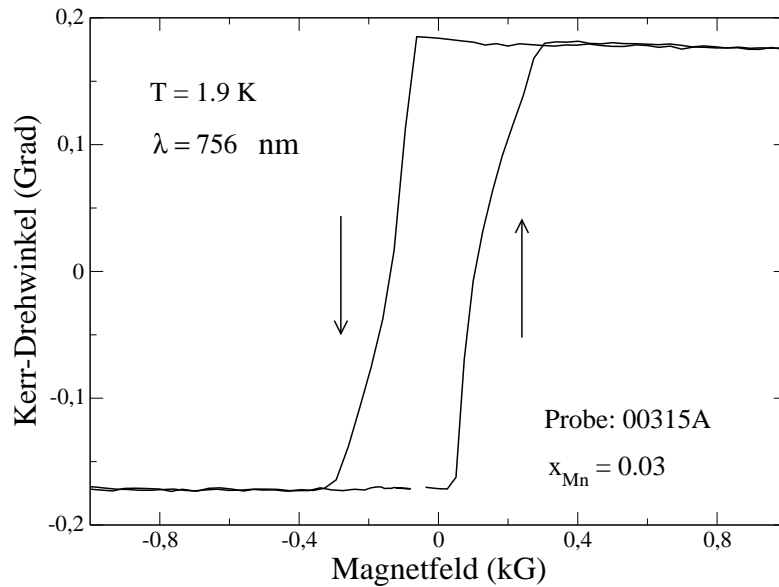


Abbildung 7.1: Kerr-Drehwinkel als Funktion des angelegten Magnetfeldes, gemessen mit dem polaren MOKE. Die Probe hat eine leichte Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene.

Nach dem Ummagnetisieren der Probe, was bei etwa  $\pm 0.3 \text{ kG}$  abgeschlossen ist, verläuft die Magnetisierungskurve horizontal. Dies deutet darauf hin, dass bereits bei diesem Feld die Sättigungsmagnetisierung erreicht ist. Eine weitere Steigung in der Messkurve ist an der gesättigten Probe innerhalb der Messgenauigkeit nicht mehr feststellbar.

Es ist bemerkenswert, dass auch nach einem Abkühlen der Probe unter die Curie-Temperatur ohne äußeres Magnetfeld keine typische Neukurve sondern auch beim ersten Durchfahren der Hysterese eine Hysteresenform wie in Abb. 7.1 beobachtet wurde. Auch konnte kein Unterschied festgestellt werden, wenn der Laserstrahl unfokussiert war, also das Signal von einem mehrere Quadratmillimeter großen Bereich der Probe kam oder ob der Laserstrahl auf einen Durchmesser von etwa  $100 \mu\text{m}$  fokussiert war. Beide Beobachtungen deuten auf eine Domänengröße im Millimeterbereich hin. Für „in-plane“-Proben wurden von Welp *et al.* [62] Domänengrößen von mehreren  $100 \mu\text{m}$  beobachtet.

### 7.1.1.1 Auswirkungen verschiedener Mangan-Konzentrationen

In Abb. 7.2 sind Messungen des polaren Kerr-Effekts an drei verschiedenen Proben dargestellt. Alle drei Proben besitzen aufgrund ihrer Verspannung eine leichte Richtung der Magnetisierung, die senkrecht zur Schichtebene orientiert ist und deshalb zu diesen typischen, um den Ursprung symmetrischen Hysteresekurven führt.

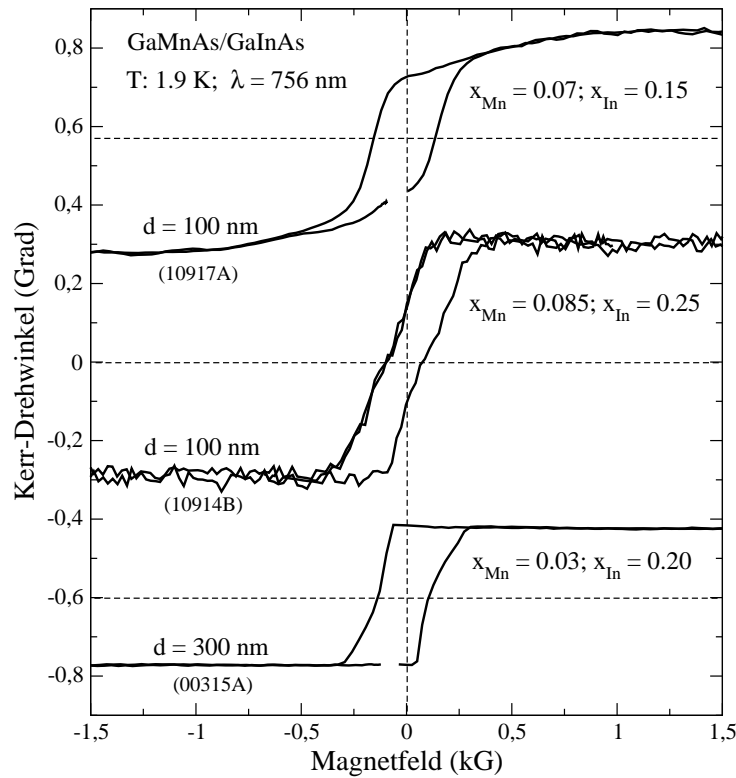


Abbildung 7.2: Polarer MOKE an drei Proben der Probendicke  $d$  mit leichter Richtung senkrecht zur Schichtebene. Die obere und untere Messkurve sind jeweils in  $y$ -Richtung verschoben. Alle Messungen wurden mit einer Laser-Diode (756 nm) bei 1.9 K durchgeführt.

Da jeweils die obere und untere Messkurve in  $y$ -Richtung verschoben sind, deuten die gestrichelten Hilfslinien den jeweiligen  $y$ -Nullpunkt der entsprechenden Messung an.

Die untersuchten „out-pf-plane“-Proben decken mit 3% - 8.5% einen relativ großen Bereich der möglichen Mangan-Konzentrationen ab, und es zeigt sich, dass die für diesen Probentyp charakteristischen um den Ursprung symmetrischen Hysteresen erhalten bleiben. Man erkennt weiterhin, dass die Koerzitiv-Felder nicht signifikant von



der Mangan-Konzentrationen abhängen. Außerdem entspricht die remanente Magnetisierung der 3%-Probe annähernd ihrer Sättigungsmagnetisierung, während die Probe mit der größten Mangan-Konzentration von 8.5% eine remanente Magnetisierung besitzt, die etwa der Hälfte ihrer Sättigungsmagnetisierung entspricht. Somit bedingt eine Erhöhung der Mangan-Konzentration nicht notwendigerweise eine Vergrößerung der magnetischen Härte der Proben.

#### 7.1.1.2 Auswirkungen verschiedener Indium-Konzentrationen

Die Messungen der GaMnAs/GaInAs-Proben, die in Abb. 7.2 miteinander verglichen werden unterscheiden sich auch hinsichtlich des Indium-Gehaltes in der GaInAs-Schicht, auf die die GaMnAs-Schicht aufgewachsen wurden. Die hier untersuchten „out-of-plane“ Proben haben Indium-Gehalte von 15%, 20% und 25%, wobei sich ab einer Indium-Konzentration von etwa 15% die leichte Richtung der Magnetisierung von einer in der Schichtebene liegenden Richtung zu einer senkrecht zur Schichtebene orientierten Richtung ändert [11].

Wie man aus Abb. 7.2 erkennt, besitzt die Probe 10917A eine im Vergleich zu den anderen Messkurven relativ geschwungene Hysterese. Eine Erhöhung der Indium-Konzentration bewirkt eine stärkere Stauchung der GaMnAs-Schicht und man beobachtet sowohl bei Probe 10914B als auch bei 00315A eine eher stufenartige Hysterese.

Weiterhin wird an der oberen Messung in Abb. 7.2 deutlich, dass die Magnetisierung nach Durchlaufen der Hysterese noch eine gewisse Magnetfeld-Abhängigkeit zeigt und erst bei Feldern  $> 1.5$  kG gesättigt ist. Verglichen mit den beiden anderen Messkurven, die eine Sättigung bereits bei etwa 0.3 kG erkennen lassen, ist dieser Wert relativ groß. Da die beiden anderen Proben jeweils eine größere ( $x_{Mn} = 0.085$ ) und eine kleinere ( $x_{Mn} = 0.03$ ) Mangan-Konzentration besitzen als Probe 10917A, muss das größere Magnetfeld bei dem die Magnetisierung sättigt mit der geringen Indium-Konzentration ( $x_{In} = 0.015$ ) und der damit verbundenen geringeren Verspannung zu tun haben.

#### 7.1.1.3 Vergleich mit den Magnetisierungsmessungen

Da von allen hier vorgestellten GaMnAs Epitaxieschichten zugleich auch SQUID-Magnetisierungsdaten vorlagen ("SQUID": Superconducting - QUantum - Interference - Device), ist ein Vergleich der SQUID-Daten mit den MOKE-Daten naheliegend. Bei den SQUID-Messungen, wie sie vom Probenhersteller an den hier vorgestellten Proben durchgeführt wurden, wird ein Magnetfeld unter anderem in der dem

polaren Kerr-Effekt entsprechenden Geometrie angelegt, und die Magnetisierung der Probe als Funktion des angelegten äußeren Feldes aufgezeichnet. Eines der Hauptmerkmale der SQUID-Messtechnik ist die Messung der Gesamtmagnetisierung einer Probe. Etwaige lokale Inhomogenitäten der Magnetisierung können so nicht bestimmt werden. Es findet also immer eine Mittelung über das gesamte Probenvolumen statt.

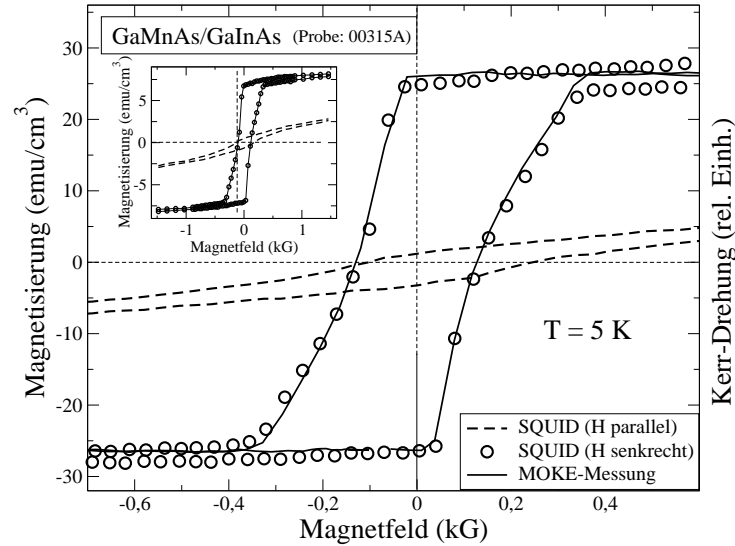


Abbildung 7.3: Vergleich der SQUID-Messung an Probe 00315A (leichte Richtung: „out-of-plane“; 3% Mn; Dicke 300 nm) mit dem polaren Kerr-Effekt bei 5 K. Kleines Bild: SQUID-Daten bei beiden Orientierungen des äußeren Feldes (Kreise: Magnetfeld senkrecht zur Schicht; gestrichelte Linie: Magnetfeld parallel zur Schicht; durchgezogene Linie: MOKE-Messung)

In Abb. 7.3 ist eine Messung des polaren Kerr-Effekts an Probe 00315A verglichen mit den SQUID-Messdaten dieser Probe. Beide Messungen wurden bei einer Temperatur von 5 K aufgenommen, wobei das Magnetfeld der SQUID-Messung sowohl senkrecht als auch parallel zur Schichtebene angelegt wurde. Als typischer Vertreter einer GaMnAs/GaInAs-Probe besitzt diese Struktur eine leichte Richtung der Magnetisierung, die senkrecht zur Schicht orientiert ist, was auch aus den SQUID-Messungen in Abb. 7.3 zu erkennen ist. Die offenen Kreise stellen die SQUID-Daten bei senkrechter Orientierung des Magnetfeldes dar. Aufgrund der unterschiedlichen Messgrößen beider Experimente sind die y-Werte der Kerr-Messung mit einem Faktor multipliziert, so dass diese sich mit den Magnetisierungswerten der SQUID-Daten decken. Wie man sieht, existiert eine überzeugende Übereinstimmung in der Kurvenform beider Messungen. Dieser Vergleich zeigt also, dass der polare Kerr-Effekt die Magnetisierung

der untersuchten Probe wiedergibt.

#### 7.1.1.4 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

In Abb. 7.4 sind die Kerr-Messkurven einer GaMnAs-Epitaxieschicht (00315A,  $x=0.03$ ) mit leichter Richtung senkrecht zur Schichtebene für unterschiedliche Temperaturen dargestellt. Als Lichtquelle wurde eine Laserdiode mit 756 nm verwendet.

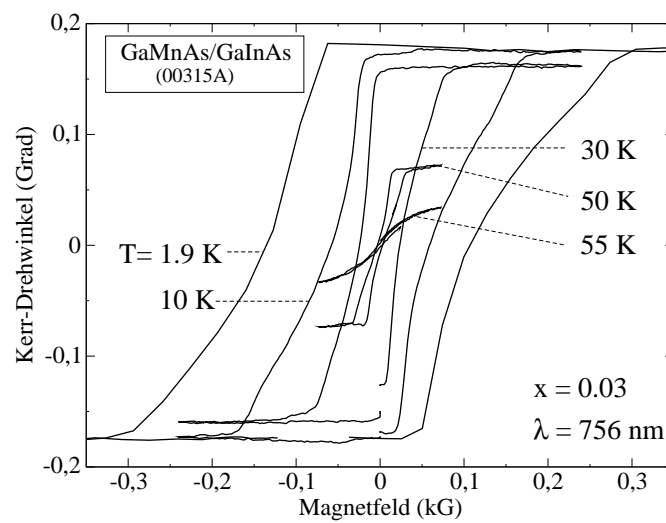


Abbildung 7.4: *Hysteresen der 3%-Probe 00315A (leichte Richtung: "out-of-plane") für fünf verschiedene Temperaturen, gemessen bei 756 nm.*

Die Curie-Temperatur dieser Probe, wie sie aus der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung bestimmt werden kann, liegt bei 60 K.

Aus Abb. 7.4 erkennt man, dass die typische Hysteresenform bei den verschiedenen Temperaturen erhalten bleibt, jedoch ändert sich das Verhältnis zwischen Sättigungsmagnetisierung und Koerzitiv-Feld. Während die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  zwischen 1.9 K und 30 K annähernd gleich bleibt, beobachtet man eine starke Abnahme von  $M_S$  ab etwa 30 K. Das Koerzitivfeld hingegen scheint zwischen 1.9 K und 30 K stärker abzunehmen als bei den höheren Temperaturen ab 30 K.

In Abb 7.5(a) sind die Stufenhöhen der Kerr-Messkurven der in Abb. 7.4 gezeigten Probe 00315A über der Temperatur aufgetragen, wie sie der Sättigungsmagnetisierung dieser Probe entsprechen.

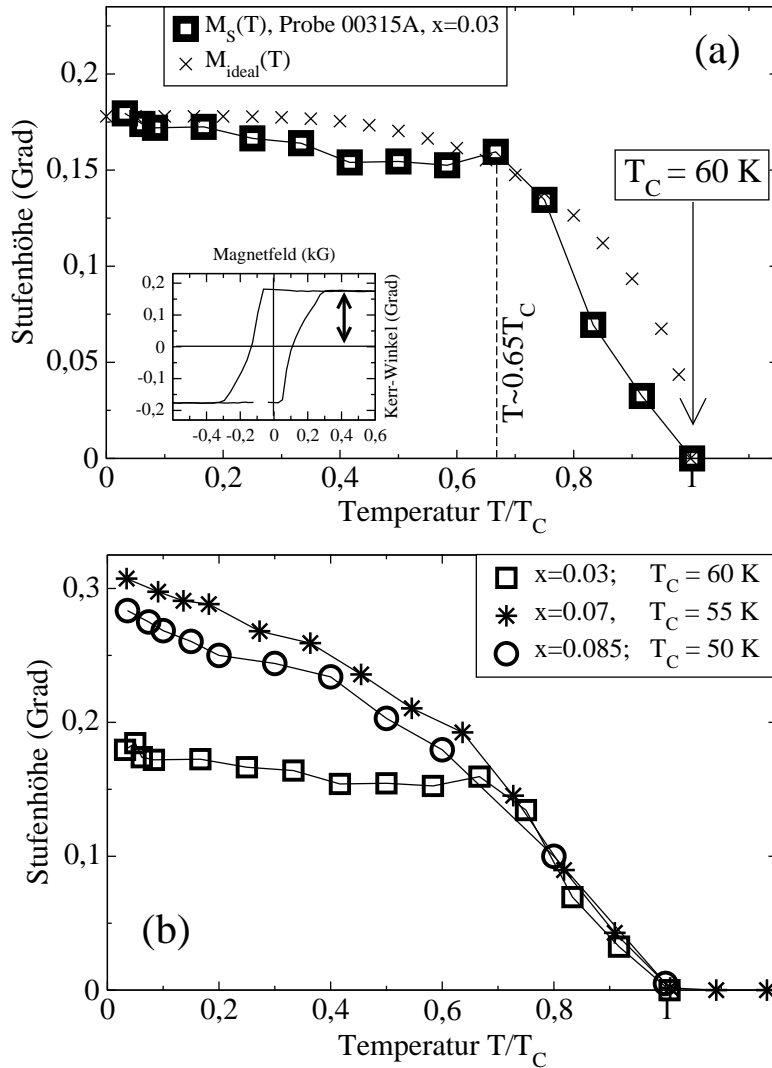


Abbildung 7.5: Stufenhöhe der Hysteresen, entsprechend der Sättigungsmagnetisierung der „out-of-plane“-Proben als Funktion der Temperatur. (a):  $M_S(T)$  der 3%-Probe 00315A (Quadrat); Sättigungsmagnetisierung eines idealen Ferromagneten  $M_{ideal}(T)$  für  $J = \frac{5}{2}$  (Kreuze). Kleines Bild: Messung der Stufenhöhe. (b): Vergleich der Sättigungsmagnetisierungen als Funktion der Temperatur an den verschiedenen Proben 00315A ( $x=0.03$ ), 10917A ( $x=0.07$ ) und 10914B ( $x=0.085$ ) mit Angabe der jeweiligen Curie-Temperaturen.

Dabei ist auf der x-Achse die Temperatur auf die Curie-Temperatur von  $T_C = 60$  K normiert, so dass in dieser Auftragung die Sättigungsmagnetisierung bei  $T/T_C = 1$

verschwindet. Weiterhin ist der Verlauf der Sättigungsmagnetisierung eines idealen Ferromagneten  $M_{ideal}(T)$  zum Vergleich eingezeichnet. Dabei ist  $M_{ideal}(T)$  so normiert, dass bei  $T = 0$  beide Kurvenverläufe mit dem gleichen Wert für  $M_S(T = 0)$  beginnen. Die Magnetisierung bleibt bis etwa  $0.65 T_C$  annähernd konstant und verläuft dann linear zum Wert Null bei  $T = T_C$ . Dabei befindet sich die gemessene Kurve  $M_S(T)$  der 3%-Probe immer unterhalb derjenigen eines idealen Ferromagneten  $M_{ideal}(T)$ .

Dieser für ferromagnetische Substanzen untypische Zusammenhang zwischen Sättigungsmagnetisierung und Temperatur deutet auf eine Veränderung der magnetischen Anisotropie hin, was in Abb. 7.5(a) bei  $T = 0.65 T_C$  deutlich wird. Das erkennt man in Abb. 7.6 daran, dass sich die Form der Hysterese ändert in Richtung zu der für „in-plane“-Proben charakteristischen Form (siehe Abb. 7.10).

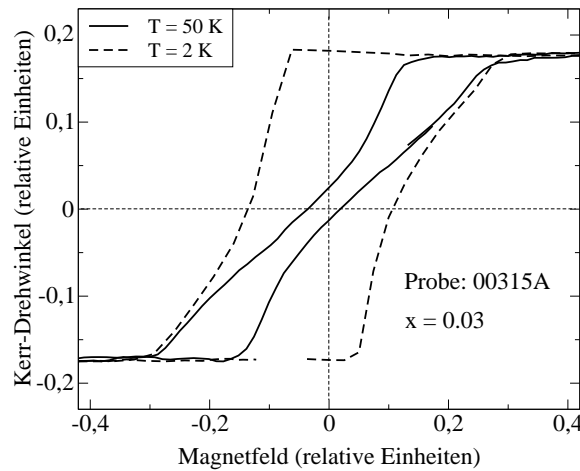


Abbildung 7.6: Vergleich zweier Hysteresen der 3%-Probe („out-of-plane“) bei  $T = 2 \text{ K}$  und  $T \approx 0.65 \cdot T_C$ . Die Messkurve bei  $T = 50 \text{ K}$  ist zum besseren Vergleiche in  $x$ - und  $y$ -Richtung gestreckt.

Bei der Temperatur von etwa  $0.65 \cdot T_C$  ändert sich die leichte Richtung von einer senkrecht zur Probenebene orientierten Richtung für  $T < 0.65 T_C$  zu einer in der Probenebene liegenden Orientierung ( $T > 0.65 T_C$ ). Ähnliche Beobachtungen konnten an GaMnAs-Proben mit vergleichbaren Mangan-Konzentrationen  $x$  und Löcherkonzentrationen  $p$  durch direkte Messung der Magnetisierung gemacht werden [63].

Die Temperaturabhängigkeiten der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  aller „out-of-plane“-Proben sind in Abb. 7.5(b) dargestellt. Man erkennt, dass der charakteristische Kurvenverlauf der 3%-Probe mit der Änderung der Kurvensteigung bei  $T = 0.65 T_C$

an den beiden anderen Proben nicht zu beobachten ist. Dies kann entweder mit der höheren Mangan-Konzentration von 7% und 8.5% oder mit der geringeren Schichtdicke von 100 nm der beiden 7%- und 8,5%-Proben zusammenhängen.

#### 7.1.1.5 Temperaturabhängigkeit des Koerzitiv-Feldes

In Abb. 7.7(a-c) sind die Koerzitiv-Felder der „out-of-plane“-Proben über der Temperatur aufgetragen. Dabei nimmt die Mangan-Konzentration der entsprechenden Proben von links nach rechts zu. Auch hier ist die Temperatur auf die entsprechende Curie-Temperatur der jeweiligen Probe (siehe Abb. 7.5) normiert. Alle drei Proben zeigen einen relativ steilen Abfall des Koerzitiv-Feldes als Funktion der Temperatur.

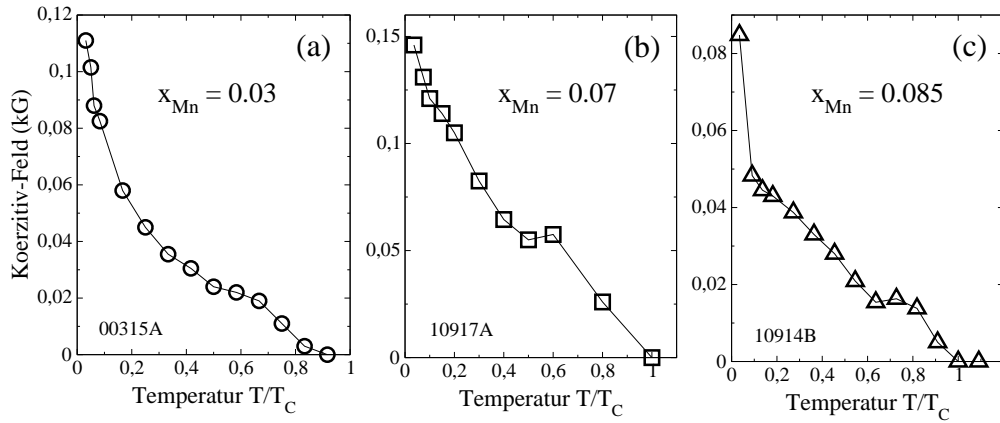


Abbildung 7.7: Koerzitiv-Feld als Funktion der Temperatur an den „out-of-plane“-Proben 00315A ( $x=0.03$ ), 10917A ( $x=0.07$ ) und 10914B ( $x=0.085$ ).

#### 7.1.1.6 Getemperte Proben

Bisher wurden nur diejenigen Proben betrachtet, die durch Epitaxie-Verfahren hergestellt und nicht weiter nachbehandelt wurden.

Es standen insgesamt zwei GaMnAs-Epitaxieschichten zur Verfügung, von denen neben dem getemperten auch ein nicht nachträglich behandeltes Probenstück existiert, so dass die Auswirkungen des Temperungsprozesses gut zu vergleichen sind. Dabei handelt es sich um zwei „out-of-plane“-Proben (10917A und 10914B) mit jeweils 7.0% und 8.5% Mangan.

In Abb. 7.8 sind die Messungen des polaren Kerr-Effektes an den beiden „out-of-plane“-Proben dargestellt und mit den entsprechenden Messungen der getemperten Probe verglichen. Beide Messkurven wurden mit der selben Wellenlänge bei 2.0 K gemessen. Das schlechtere Signal/Rausch-Verhältnis, wie es in Teilabbildung 7.8(b) zu erkennen ist, liegt an der Verwendung der Halogen-Lampe in Verbindung mit einem Spektrometer bei 750 nm, während zu der in der linken Abbildung (a) dargestellten Messung eine Laserdiode mit 756 nm verwendet wurde.

Man erkennt zwar in beiden Fällen eine Vergrößerung des Kerr-Drehwinkels der der Sättigungsmagnetisierung entspricht, doch ist ein Rückschluss auf eine Vergrößerung der Sättigungsmagnetisierung allein aus diesen Messungen nicht möglich, da der Kerr-Winkel eine optisch gemessene Größe darstellt, in deren Absolutwert neben der Magnetisierung auch Parameter wie z.B. Energielücke oder Ladungsträgerdichte eingehen. Diese Parameter können aufgrund des Temperungsprozesses zwischen der nachträglich behandelten und der unbehandelten Probe variieren.

Will man den Einfluss des Tempers auf die Magnetisierung quantitativ vergleichen, so bieten die SQUID-Daten die einfachste Möglichkeit dazu. Die SQUID-Messungen von Probe 10914B zeigen z.B. eine Steigerung der Gesamtmagnetisierung bei 5 K von  $1.6 \cdot 10^{-4}$  emu/cm<sup>2</sup> im Fall der unbehandelten Probe auf  $3.7 \cdot 10^{-4}$  emu/cm<sup>2</sup> bei einem getemperten Probenstück [11]. Die mehr als doppelt so große Gesamtmagnetisierung der getemperten Probe wird allerdings nicht durch die MOKE-Messungen aus der Abb. 7.8(b) wiedergegeben.

Neben der Steigerung der Gesamtmagnetisierung lässt sich als weiterer Einfluss des Temperungsprozesses eine qualitative Veränderung der Hysteresenform bei beiden Proben feststellen. In beiden Fällen weist die Hysterese eine annähernd rechteckige Form auf, die durch zwei wesentliche Merkmale gekennzeichnet ist. Zum einen findet der Ummagnetisierungsprozess nicht kontinuierlich bis zum Erreichen der Sättigungsmagnetisierung statt, sondern eher abrupt in einem sehr engen Magnetfeldbereich. Zum anderen ist die Probe nach diesem Umklapp-Prozess gesättigt, was am horizontalen Kurvenverlauf beider Messkurven der getemperten Proben nach Durchlaufen der Hysterese erkennbar ist. Zum Vergleich wird die Sättigung der unbehandelten 7%-Probe (Teilabbildung (a)) nicht sofort nach Durchlaufen der Hysterese erreicht. Auch die in Teilabbildung (b) dargestellte Hysterese der 8.5%-Probe lässt erkennen, dass die getemperte Probe ihre Sättigungsmagnetisierung früher erreicht als die ungetemperte. Die Magnetisierung der nicht behandelten Probe dreht sich über einen Magnetfeldbereich von etwa 0.4 kG kontinuierlich von der einen „out-of-plane“-Richtung

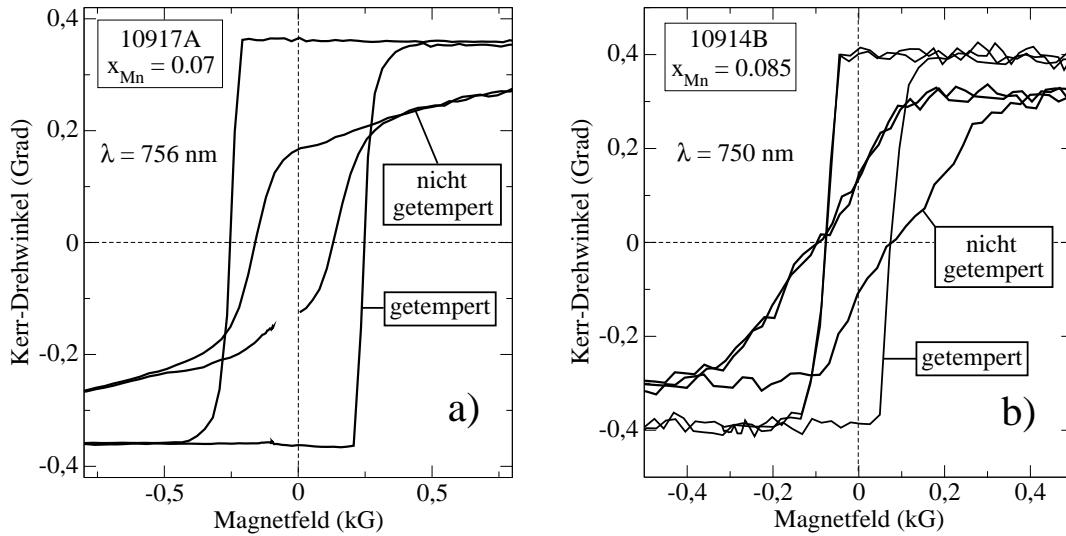


Abbildung 7.8: Vergleich der MOKE-Messungen jeweils an einem getemperten und einem nicht getemperten Exemplar der Proben 10917A (linke Abbildung a)) 10914B (rechte Abbildung b)); Alle Messungen wurden bei 2.0 K durchgeführt.

in die entgegengesetzte Richtung.

Das Koerzitiv-Feld der 7%-Probe wird durch den Temperungsprozess von 0.15 kG auf 0.25 kG vergrößert, so dass diese Probe durch das Tempern magnetisch „härter“ geworden ist. Diese Tendenz kann allerdings an der 8.5%-Probe nicht festgestellt werden. Die Remanenz beider Proben steigt durch das Tempern stark an.

Im Folgenden sollen die getemperten Proben hinsichtlich ihrer Curie-Temperaturen betrachtet werden. In Abb. 7.9 sind zu diesem Zweck die Temperaturabhängigkeiten des Koerzitiv-Feldes und der Sättigungsmagnetisierung beider Proben dargestellt und mit den entsprechenden Messkurven der unbehandelten Proben verglichen. Zur Auswertung der Stufenhöhe wurden die Kerr-Drehwinkel aufgetragen, wie sie der Sättigungsmagnetisierung, das heisst der halben Hysteresenhöhe, entsprechen.

Die Teilabbildungen (a) und (c) beziehen sich auf Probe 10917A mit einem Mangan-Gehalt von 7.0%, während die beiden Teilabbildungen (b) und (d) zur 8.5%-Probe 10914B gehören. Die beiden oberen Messkurven stellen jeweils die der Sättigungsmagnetisierung entsprechende Stufenhöhe dar, die beiden unteren Messkurven zeigen die Koerzitiv-Felder jeweils als Funktion der Temperatur.

Man erkennt deutlich, dass durch den Temperungsprozess bei beiden Proben signifikante Erhöhungen der jeweiligen Curie-Temperaturen erreicht wurden. Im Fall



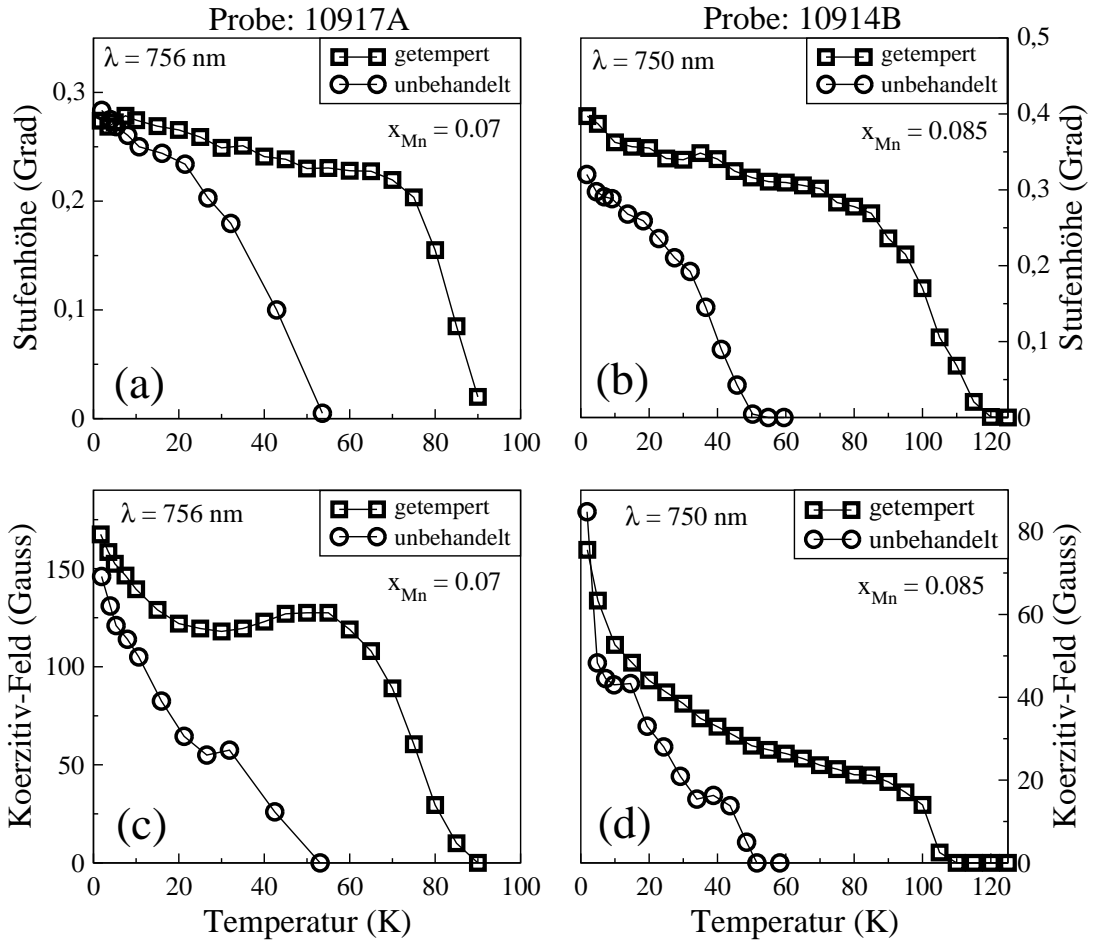


Abbildung 7.9: Vergleich der Koerzitiv-Felder und der Stufenhöhe als Funktion der Temperatur an den Proben 10917A (7.0% Mangan) und 10914B (8.5% Mangan). Stufenhöhe in Grad entspricht der Sättigungsmagnetisierung. Quadrate: getemperte Proben, Kreise: unbehandelte Proben. Weitere Erläuterungen siehe Text.

der 7.0%-Probe verschob sich  $T_C$  von 55 K auf 90 K. Bei der 8.5%-Probe (10914B) ist mehr als eine Verdopplung der Curie-Temperatur von 50 K auf 112 K zu beobachten. Die Tatsache, dass in Teilabbildung 7.9(d) das Koerzitiv-Feld von Probe 10914B schon bei etwa 100 K auf Null sinkt, liegt daran, dass zwar eine Hysterese bei Temperaturen um 100 K erkennbar ist, deren Breite aber im Rahmen der Messgenauigkeit nicht mehr zu bestimmen war.

Weiterhin erkennt man, dass sich die Sättigungsmagnetisierung an den getemperten Proben über einen relativ großen Temperaturbereich bis 70 K bzw. 80 K nur schwach ändert und auf einem relativ hohen Wert bleibt, so dass der ferromagnetische Austausch in diesen Proben durch den Temperungsprozess gestärkt wurde.

Mit steigender Temperatur sind bei den Koerzitiv-Feldern beider Proben zwei Auswirkungen erkennbar. Bei der in Teilabbildung (d) dargestellten Temperaturabhängigkeit des Koerzitiv-Feldes der getemperten Probe wird die Steigung der Messkurve mit zunehmender Temperatur immer flacher, bis das Koerzitiv-Feld bei etwa 100 K abrupt auf Null geht. Dieser Verlauf ist bei der ungetemperten Probe nicht zu beobachten. Im Fall der in Teilabbildung (c) dargestellten Probe nimmt das Koerzitiv-Feld der getemperten Probe im Bereich zwischen 30 K und 60 K mit steigender Temperatur zu, so dass das Material trotz wachsender Temperatur magnetisch „härter“ wird.

Der Einfluss des thermischen Nachbehandelns hat bei Proben mit einer relativ hohen Mangan-Konzentration ab etwa 5% die stärksten Auswirkungen auf Probenparameter wie Curie-Temperatur und Sättigungsmagnetisierung. Dies liegt daran, dass genau diejenigen physikalischen Eigenschaften der GaMnAs-Proben durch den Temperungsprozess verändert werden, die ab einer Mangan-Konzentration von etwa 5% eine Abnahme der magnetischen Wechselwirkung verursachen. So existieren die unerwünschten, auf Zwischengitterplätzen eingebauten  $Mn_I$ -Ionen erst ab etwa dieser kritischen Mangan-Konzentration. Die Anzahl dieser  $Mn_I$ -Ionen wird aber durch das thermische Nachbehandeln reduziert, so dass sich zwei Probenparameter verändern: Zum einen erhöht sich die Anzahl der an der ferromagnetischen Wechselwirkung beteiligten Mangan-Atome (siehe Kap. 2.5). Dadurch wird das ursprünglich an das  $Mn_I$ -Ion antiferromagnetisch gekoppelte magnetische Moment des  $Mn_{Ga}$ -Ions frei und trägt zur Gesamtmagnetisierung der Probe bei. Zum zweiten erhöht der dadurch entstandene  $Mn_{Ga}$ -Akzeptor die p-Konzentration der Probe und verstärkt somit den wichtigen Ladungsträger-induzierten indirekten Austausch in der Probe.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass ein nachträgliches Tempern den ferromagnetischen Austausch der Proben verstärkt, was in höheren Curie-Temperaturen resultiert. Weiterhin ändert sich die Temperaturabhängigkeit von Sättigungsmagnetisierung und Koerzitiv-Feld in einer Weise, dass die Probe magnetisch „härter“ wird.

### 7.1.2 GaMnAs/GaAs-Epitaxieschichten

In Abb. 7.10 ist eine typische Messkurve des polaren Kerr-Effekts an einer „in-plane“ Probe gezeigt. Verglichen mit der Messung aus Abb. 7.1 liegt der Hauptunterschied in der symmetrischen Anordnung zweier Hysteresen mit Symmetriezentren bei endlichen Magnetfeldern. Die untersuchte Probe hat einen Mangan-Gehalt von 1.4 % und ist bei der Messtemperatur ferromagnetisch. Eine solche Anordnung von zwei Hysteresen ist auch bei anderen „in-plane“ Proben festzustellen.

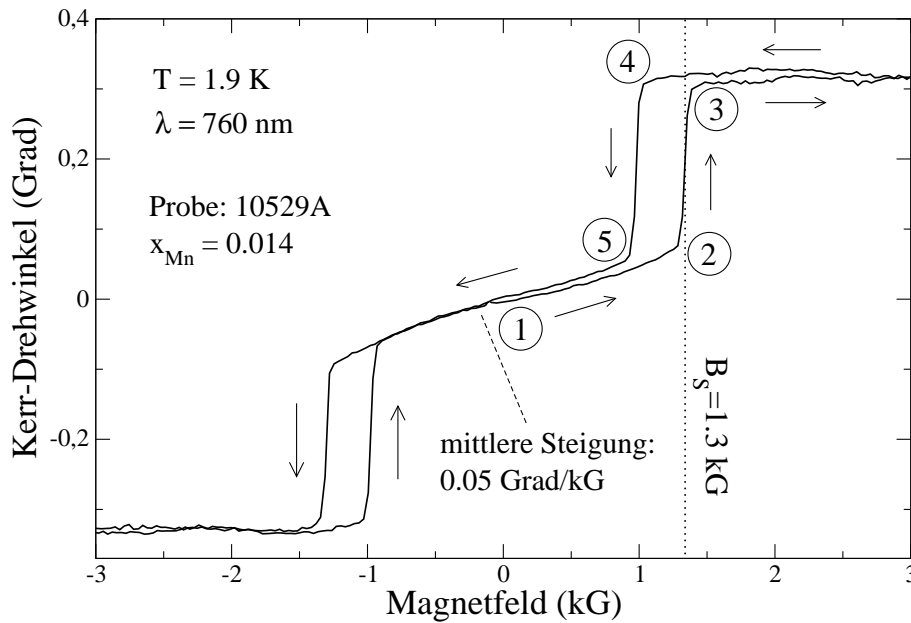


Abbildung 7.10: *Kerr-Drehwinkel (polarer MOKE) als Funktion des angelegten Magnetfeldes. Die Probe hat eine leichte Richtung der Magnetisierung in der Probenebene. Die Pfeile geben an, in welcher Richtung die Hysterese durchlaufen wird. Nähere Erläuterungen im Text.*

Man erkennt, dass im Bereich von -1 kG bis +1 kG eine positive Steigung in der Kerr-Messung vorhanden ist. Das bedeutet, dass in diesem Bereich die zur Probenebene senkrechte Magnetisierungskomponente linear als Funktion des Magnetfelds zunimmt. Dies geschieht ohne das für ferromagnetische Substanzen typische Auftreten einer Hysterese. Bei  $B=0$  liegen die magnetischen Momente aufgrund der Anisotropie in der Probenebene, so dass der lineare Anstieg in Abb. 7.10 einem kontinuierlichen Drehen der Momente aus der Probenebene heraus entspricht. Wird das Magnetfeld vom Punkt 2 aus weiter erhöht, so findet ein Umlapp-Prozess aller magnetischen Momente senkrecht zur Probenebene statt. Die Magnetisierung ist senkrecht zur Probenoberfläche gesättigt, was am horizontalen Kurvenverlauf ab Punkt 3 erkennbar ist. Während bei manchen „out-of-plane“ Proben die Magnetisierung bei  $B=0$  erhalten bleibt, erreicht die „in-plane“ Probe bei  $B=0$  auch wieder den Ausgangszustand verschwindender polarer Magnetisierung.

Um den Sprung der Kerr-Drehung zwischen 1.0 und 1.5 kG verstehen zu können, wird die Anisotropie-Energie mit den Beiträgen der Form- und Kristallanisotropie-

Energie betrachtet:

$$E(B, \vartheta) = -BM_S \sin(\vartheta) + \left( \frac{\mu_0}{2} NM_S^2 - K_2 \right) \sin^2(\vartheta) + \frac{K_1}{4} \sin^2(2\vartheta) \quad (7.1)$$

Der erste Term der rechten Seite von Gl. (7.1) beschreibt die Feld-Energie für einen Magnetisierungsvektor, der um den Winkel  $\vartheta$  aus der Probenebene herausgedreht ist, wobei das Magnetfeld  $B$  senkrecht zur Probenebene liegt.  $M_S$  ist die Sättigungsmagnetisierung. Der zweite Term ist eine Mischung aus Form- und uniaxialer Kristallanisotropie. Der Beitrag der Form-Anisotropie hängt mit der Tatsache zusammen, dass es sich bei den betrachteten Proben um dünne Schichten handelt, und somit der Entmagnetisierungseffekt, der durch den Entmagnetisierungsfaktor  $N$  beschrieben wird ( $N \approx 1$  für dünne Schichten), berücksichtigt werden muss [32]. Der durch die tetragonale Störung verursachte Beitrag der uniaxialen Kristall-Anisotropie, welcher durch  $K_2$  beschrieben wird, wird bei den quantitativen Auswertungen (siehe unten) vernachlässigt. Der letzte Term beschreibt die kubische Kristall-Anisotropie bei Orientierung der leichten Richtung der Magnetisierung entlang der  $[100]$ -Richtung ( $K_1 > 0$ ) oder entlang der  $[110]$ -Richtung ( $K_1 < 0$ ). Alle Energien sind auf das Einheitsvolumen bezogen.

Die folgenden Betrachtungen richten sich nach den Überlegungen von Prof. Dr. H. Krenn [64]. Nimmt das senkrecht zur Probenebene orientierte Magnetfeld zu bis zu einem Schwellwert  $B_{SW}$ , so dreht die Magnetisierung von einer in-plane-Richtung ( $\vartheta=0$ ) aus der Probenebene heraus, bis zu einem Winkel  $\vartheta_{SW}$  (Punkt 2 in Abb. 7.10). Für Magnetfelder, die größer als  $B_{SW}$  sind, springt die Magnetisierung in eine senkrecht zur Schicht orientierte Richtung. Der Schwellwert des Winkels,  $\vartheta_{SW}$ , ist durch einen Sattelpunkt im Energie-Verlauf nach Gl. (7.1) charakterisiert ( $\frac{\partial^2 E}{\partial \vartheta^2} = 0$ ). Die Werte von  $\vartheta_{SW}$  und dem entsprechenden Magnetfeld  $B_{SW}$  können aus Gl. (7.1) bestimmt werden, indem  $E(B, \vartheta)$  bezüglich  $\vartheta$  minimiert und  $\frac{\partial^2 E}{\partial \vartheta^2}$  gleich Null gesetzt wird.

Mit den Abkürzungen der effektiven Anisotropie-Felder

$$B_{eff} = \frac{\mu_0}{2} NM_S - \frac{K_2}{M_S}, \quad (7.2)$$

$$B_1 = \frac{K_1}{M_S} \quad (7.3)$$

lässt sich der Schwellwert des Winkels,  $\vartheta_{SW}$ , berechnen, wobei  $K_2$  im Weiteren gleich

Null gesetzt wird:

$$\sin^2(\vartheta_{SW}) = \frac{B_{eff} + 5B_1}{4B_1} - \sqrt{\left(\frac{B_{eff} + 5B_1}{4B_1}\right)^2 - \frac{B_{eff} + B_1}{2B_1}} \quad (7.4)$$

$$B_{SW} = 2B_{eff} \sin(\vartheta_{SW}) + 2B_1 \sin(\vartheta_{SW})(1 - 2\sin^2(\vartheta_{SW})) \quad (7.5)$$

Dabei ist  $\sin(\vartheta_{SW})$  die Komponente der Magnetisierung, die senkrecht zur Schicht liegt. Für  $B > B_{SW}$  ist die Magnetisierung senkrecht zur Schicht orientiert und somit  $\vartheta=90^\circ$ .

Um die Anisotropie-Felder berechnen zu können, sind zwei experimentelle Daten notwendig: Der Schwellwert des Magnetfeldes, bei dem die Magnetisierung aus der Schichtebene herausspringt (Punkt 2 in Abb. 7.10) und die Steigung der Kerr-Messkurve als Funktion des Magnetfeldes im linearen Bereich für kleine Felder und entsprechend kleine Winkel  $\vartheta$ .

Im zweiten Fall führt die Minimierung der Energie nach Gl. (7.1) unter Benutzung der Näherungen  $x = \sin(\vartheta) \ll 1$  und  $\cos(\vartheta) \approx 1$  zu

$$\frac{\partial E}{\partial x} \cong -BM_S + 2M_S(B_{eff} + B_1)x = 0. \quad (7.6)$$

Für die normierte Steigung der Magnetisierungskurve erhält man dann für die 1.4%-Probe:

$$\frac{1}{M_S} \frac{\partial M}{\partial B} = \frac{x}{B} = \frac{1}{2(B_{eff} + B_1)} = \frac{\text{Steigung der Kerr-Messung}}{\text{Kerr-Winkel bei } M_S} \approx \frac{0.06^\circ/kG}{0.32^\circ} \quad (7.7)$$

Dabei wurde die Steigung im linearen Bereich um  $B=0$  aus der Messung in Abb. 7.10 abgelesen

Mit der Sättigungsmagnetisierung von  $M_S=13.3 \text{ emu/cm}^3$ , wie sie aus SQUID-Messungen bestimmt wurde und dem aus Abb. 7.10 gewonnenen Schwellwert von  $B_{SW}=0.135 \text{ T}$  erhält man für die senkrecht zur Probenebene orientierte Magnetisierung  $M_S \sin(\vartheta_{SW}) = 0.39 \cdot M_S$ , was einem Winkel von  $\vartheta_{SW}=23^\circ$  entspricht. Für die Anisotropie-Konstante  $K_1$  ergibt sich dann  $3.1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ .

#### 7.1.2.1 Auswirkungen verschiedener Mangan-Konzentrationen

Um die Auswirkungen von anderen Probenparametern wie Schichtdicke etc. zu umgehen, sind in Abb 7.11 die Hysteresen zweier Proben miteinander verglichen, die

die gleiche Schichtdicke  $d=300$  nm besitzen und sich nur hinsichtlich ihrer Mangan-Konzentration unterscheiden. Probe 109529A besitzt 1.4% Mangan und Probe 109529 2.5% Mangan.

In Abb 7.11 sind jeweils die exzentrischen Hysterese-Schleifen beider Proben bei einer Temperatur von  $T = 1.9$  K dargestellt. Beide Hysteresen sind mit unterschiedlichen Wellenlängen von 780 nm bei der 2.5%-Probe und 750 nm bei der 1.4%-Probe gemessen worden und somit ist ein Vergleich der Stufenhöhen an diesen Messungen schwierig, da der Kerr-Drehwinkel auch eine Funktion der verwendeten Lichtwellenlänge ist.

Jedoch sind, wie weiter unten gezeigt wird, die Wellenlängenabhängigkeiten der Kerr-Drehungen beider Proben ähnlich strukturiert und etwa um einen Wert von 30 nm gegeneinander verschoben, so dass die beiden Wellenlängen, mit denen die in Abb. 7.11 gezeigten Hysteresen gemessen wurden, genau im Maximum des jeweiligen Kerr-Spektrums liegen.

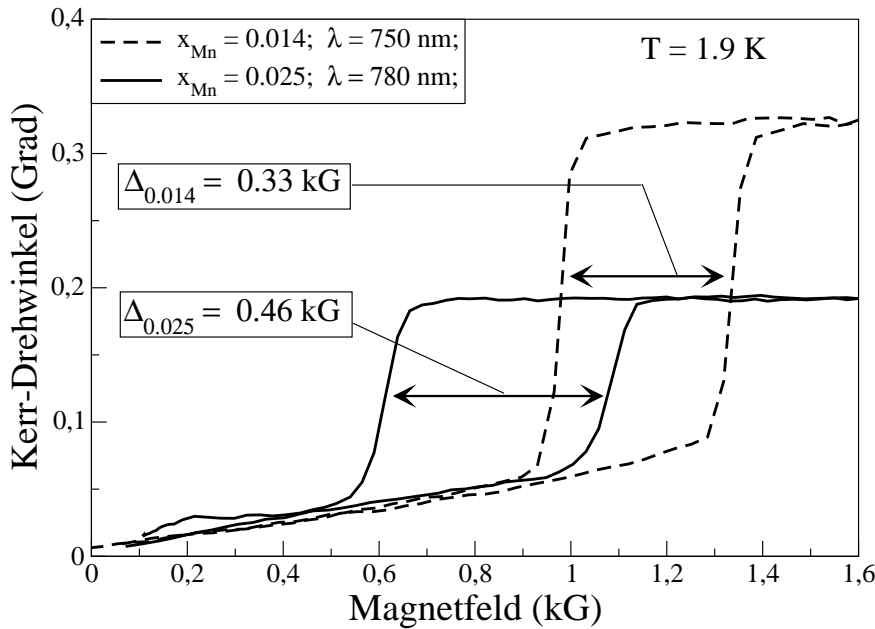


Abbildung 7.11: Kerr-Drehwinkel (polarer MOKE) als Funktion des angelegten Magnetfeldes an zwei „in-plane“ GaMnAs/GaAs-Proben mit 1.4% und 2.5% Mangan. Probendicke (GaMnAs) beider Proben 300 nm.

Die Hysteresenbreiten in Abb. 7.11 sind mit  $\Delta_{0.025}$  bzw.  $\Delta_{0.014}$  entsprechend der jeweiligen Mangan-Konzentration bezeichnet. Da es sich nicht um eine Hysterese im herkömmlichen Sinn handelt, wie sie z.B. in Abb. 3.5 gezeigt ist, wird die Breite dieser exzentrischen Hysteresen nicht mit  $2H_C$  sondern mit  $\Delta$  bezeichnet.

Beide Messkurven in Abb. 7.11 weisen einen linearen Anstieg der Kerr-Drehung für kleine Felder auf, der keine Hysterese zeigt. Erst ab einem charakteristischen Magnetfeld klappen die magnetischen Momente in Richtung senkrecht zur Schichtebene und die Magnetisierung beider Proben ist senkrecht zur Schichtebene gesättigt. Der Sprung in der Kerr-Messkurve erfolgt bei 0.11 T, die Steigung der Kerr-Drehung als Funktion des Magnetfeldes beträgt  $0.06^\circ/\text{kG}$ . Die Betrachtungen analog derjenigen zu Beginn von Abschnitt 7.1.2 für die 1.4%-Probe liefert für die 2.5%-Probe für die Anisotropie-Konstante  $K_1 = 2.0 \text{ kJ/m}^3$  und  $\vartheta_{SW}=22^\circ$ . Die Zahlenwerte für  $K_1$  ( $3.1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$  für  $x=0.014$  bzw.  $2.0 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$  für  $x=0.025$ ) stimmen gut mit Daten aus der Literatur von  $2\text{-}4 \text{ kJ/m}^3$  für entsprechende Materialsysteme überein [33].

### 7.1.2.2 Auswirkungen verschiedener Probendicken

Zur Untersuchung der Auswirkung der Schichtdicken auf die Hysteresenform sollten idealerweise Probenserien mit unterschiedlich dicken Epitaxie-Schichten aber identischen Mangan-Konzentrationen untersucht werden. Da solche Probenserien zur Untersuchung nicht vorlagen, müssen neben den Änderungen in der Schichtdicke auch Variationen der Mangan-Konzentration berücksichtigt werden, wobei es nicht immer gelingt, beide Einflüsse exakt zu trennen.

In Abb. 7.12 sind die Kerr-Messungen an zwei „in-plane“-Proben mit ähnlichen Mangan-Konzentrationen von  $x=0.02$  und  $x=0.025$  aber signifikant unterschiedlichen Probendicken von  $4.0 \text{ }\mu\text{m}$  und  $300 \text{ nm}$  dargestellt. Das schlechtere Signal-Rausch-Verhältnis der oberen Messung in Abb. 7.12 hängt damit zusammen, dass als Lichtquelle keine Laserdiode, sondern eine Halogenlampe in Verbindung mit einem Spektrometer verwendet wurde.

Man erkennt, dass die mit  $4.0 \text{ }\mu\text{m}$  relativ dicke Epitaxie-Schicht (20501A) eine ähnliche Struktur der Messkurve zeigt, wie sie bei der  $300 \text{ nm}$  dicken Probe 10529D ( $x_{Mn} = 0.025$ ) auftritt, und dass die Hysterese bei  $B \neq 0$  aufgrund der in der Schichtebene liegenden leichten Richtung erhalten bleibt. Dies stimmt mit Beobachtungen von Ohno *et al.* [2] überein, dass die Verspannung der GaMnAs-Epitaxieschicht bei Aufwachsen auf GaAs bis zu einer Dicke von  $2.0 \text{ }\mu\text{m}$  erhalten bleibt. Aufgrund der hier gemachten Beobachtungen an Probe 20501A kann die Stabilität der leichten Richtung

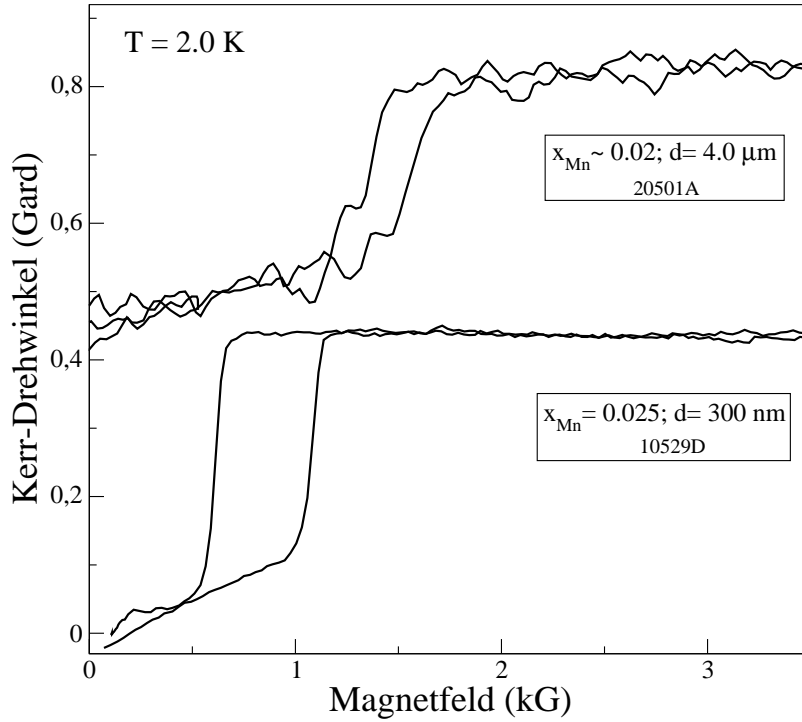


Abbildung 7.12: Vergleich der Hystereseformen von zwei „in-plane“-Proben mit verschiedenen GaMnAs-Schichtdicken von  $4.0 \mu\text{m}$  (oben) und  $300 \text{ nm}$  (unten) mit Angabe der Mangan-Konzentration, Schichtdicke und Probennummer.

„in-plane“ bis zu einer Probendicke von  $4.0 \mu\text{m}$  bestätigt werden.

Die Steigung bei  $B=0$  ist bei der Messung an der dünneren Probe größer als bei der dicken und das plötzliche Herausdrehen der Magnetisierung findet bei kleineren Feldern statt. Beide Beobachtungen deuten auf eine vergrößerte Anisotropie bei der dickeren Probe hin. Berechnet man die Anisotropie-Konstante  $K_1$  aus den Messdaten (siehe oben), so ergibt sich für  $K_1 = 2.47 \text{ kJ/m}^3$ , während der entsprechende Wert von  $K_1$  für die  $300 \text{ nm}$  dicke Probe (2.5% Mangan) bei  $2.0 \text{ kJ/m}^3$  liegt.

Völlig anders verhalten sich Proben mit sehr hohen Mangan-Konzentrationen, die allerdings nur mit kleineren Schichtdicken verfügbar waren. In Abb. 7.13 sind Kerr-Messungen an zwei „in-plane“-Proben mit GaMnAs-Schichtdicken von  $120 \text{ nm}$  ( $x=0.07$ ) und  $90 \text{ nm}$  ( $x=0.08$ ) dargestellt. Während bei der unteren Messkurve ein horizontaler Verlauf und somit die Sättigung der Magnetisierung senkrecht zur Schicht ab etwa  $4 \text{ kG}$  erreicht ist, verläuft die oberen Messkurve erst ab etwa  $6 \text{ kG}$  horizontal.

Offensichtlich findet bei diesen Proben kein plötzlicher Sprung der Magnetisierung ab einem kritischen Magnetfeld in die Richtung senkrecht zur Schichtebene statt.



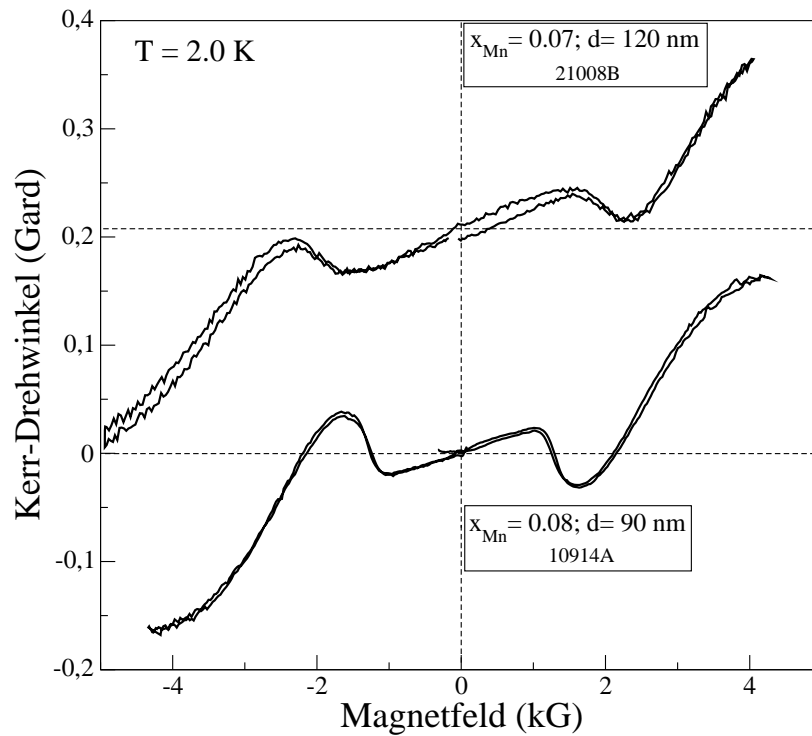


Abbildung 7.13: Vergleich der Hystereseformen von zwei „in-plane“-Proben mit GaMnAs-Schichtdicken von 120 nm (oben) und 90 nm (unten) mit Angabe der Mangan-Konzentration, Schichtdicke und Probennummer.

Ein denkbarer Grund wäre, dass bei den geringen Schichtdicken und großen Mangan-Konzentrationen das entmagnetisierende Feld bis zu hohen Magnetfeldern eine Orientierung der Magnetisierung in der Schichtebene erzwingt.

Die SQUID-Messungen des Probenherstellers, die mit einem in der Schichtebene liegenden Magnetfeld an Probe 10914A durchgeführt wurden, deuten durch das Auftreten einer Hysterese auf den Ferromagnetismus dieser Proben hin.

### 7.1.2.3 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

In Abb. 7.14 sind die Kerr-Messkurven einer GaMnAs-Epitaxieschicht mit leichter Richtung in der Schichtebene für fünf verschiedene Temperaturen dargestellt.

Bei den Betrachtungen und Erklärungen zum Kurvenverlauf dieser typischen „in-plane“-Probe müssen die Bereiche des linearen Anstiegs und die Hysterese getrennt betrachtet werden. Man erkennt, dass im Temperaturbereich von 2 bis 35 K die Steigung des linearen Anstiegs bis zum Einsetzen der Hysterese ab etwa 1 kG annähernd temperaturunabhängig ist. Ab etwa 35 K besitzt dieser Bereich eine um etwa 30%

größere Steigung, die bei einer weiteren Temperaturerhöhung wieder flacher wird und in einen fast horizontalen Kurvenverlauf übergeht (siehe Kurve bei 50 K in Abb. 7.14). Die Hysterese selbst verschwindet ab etwa 35 K. Trägt man die der Sättigungsmagnetisierung entsprechenden Kerr-Drehungen über der Temperatur auf, so ergibt sich bei dieser Probe eine Curie-Temperatur von etwa 40 K, was aus Abb. 7.15 erkennbar ist.

Im Temperaturbereich bis etwa 35 K wird lediglich die Sprunghöhe der Hysterese kleiner, nicht aber der lineare Anstieg. Dieser lineare Anstieg bei  $B=0$  wird bestimmt durch Anisotropie und Sättigungsmagnetisierung der Probe. Offensichtlich kompensieren sich bei  $T=10$  K die Abnahmen von  $M_S$  und  $K_1$  gerade, so dass die Steigung gleich derjenigen bei  $T=2$  K ist. Bei  $T=20$  K ist die Steigung größer, was auf eine stärkere Abnahme der Anisotropie ab etwa 15 K schließen lässt. Bei 35 K wird keine Hysterese mehr beobachtet. Die Magnetisierung dreht sich kontinuierlich, bis sie bei 1 kG den Sättigungswert für diese Temperatur erreicht. Die Abhängigkeit der Kerr-Drehung vom Magnetfeld verläuft nahezu horizontal. Bei Temperaturen von 40 K und darüber ist das Verhalten der Magnetisierung ähnlich dem eines Paramagneten.

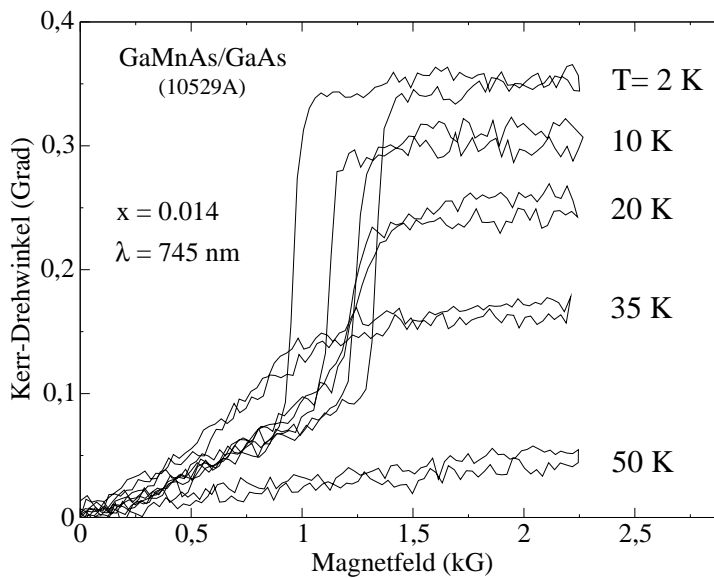


Abbildung 7.14: *Hysteresen der 1.4%-Probe 10529A (leichte Richtung: "in-plane") für fünf verschiedene Temperaturen, gemessen mit 745 nm.*

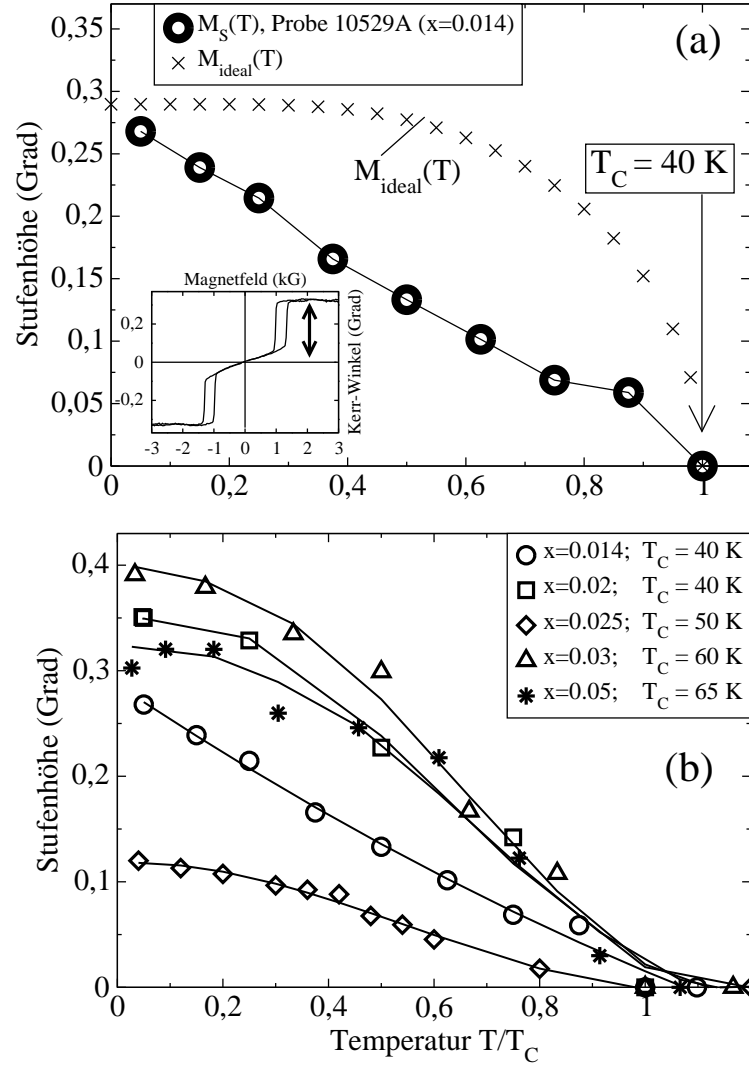


Abbildung 7.15: Stufenhöhe der Messkurven entsprechend der Sättigungsmagnetisierung der „in-plane“-Proben als Funktion der Temperatur. (a):  $M_S(T)$  der 1.4%-Probe 10529A (Kreise); Sättigungsmagnetisierung eines idealen Ferromagneten  $M_{ideal}(T)$  (Kreuze) Kleines Bild: Messung der Stufenhöhe. (b): Vergleich der Sättigungsmagnetisierungen als Funktion der Temperatur an verschiedenen Proben mit Angabe der jeweiligen Curie-Temperaturen.

Die Abnahme der Anisotropie mit steigender Temperatur ist auch daran zu erkennen, dass das kritische Magnetfeld ab dem die Magnetisierung plötzlich in die Richtung senkrecht zur Schichtebene dreht, mit steigender Temperatur leicht abnimmt.

In Abb. 7.15 sind die der Sättigungsmagnetisierung entsprechenden Kerr-Drehwinkel als Funktion der Temperatur aufgetragen. Dabei sind die Temperaturachsen

auf die Curie-Temperatur der Proben normiert. Zusätzlich ist die Magnetisierung eines idealen Ferromagneten als Funktion der Temperatur eingezeichnet. Das kleine Bild in Teilabbildung (a) zeigt, wie die aufgetragenen Werte aus den Messkurven entnommen wurden.

Der annähernd lineare Abfall der Sättigungsmagnetisierung als Funktion der Temperatur, wie er bei fast allen „in-plane“-Proben zu sehen ist, ist für ferromagnetische Materialien untypisch, was der Vergleich mit der Kurve  $M_{ideal}(T)$  zeigt. Theoretische Betrachtungen z.B. von Das Sarma *et al.* [65] bestätigen diese Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung bei ähnlichen Proben.

#### 7.1.2.4 Temperaturabhängigkeit der Hysteresenbreite

Da die „in-plane“-Proben im polaren MOKE eine für ferromagnetische Substanzen untypischen Hysteresenform aufweisen, kann nicht von einem Koerzitiv-Feld gesprochen werden, so dass im Folgenden der Begriff Hysteresenbreite verwendet wird.

In Abb. 7.16 sind die Hysteresenbreiten der „in-plane“-Proben 10529A ( $x=0.014$ ) und 10529D ( $x=0.025$ ) als Funktion der Temperatur dargestellt. Da die „in-plane“-Proben mit einer höheren Mangan-Konzentration keine Hysterese in den polaren MOKE-Messungen zeigten, beschränken sich die Messkurven auf die beiden dargestellten.

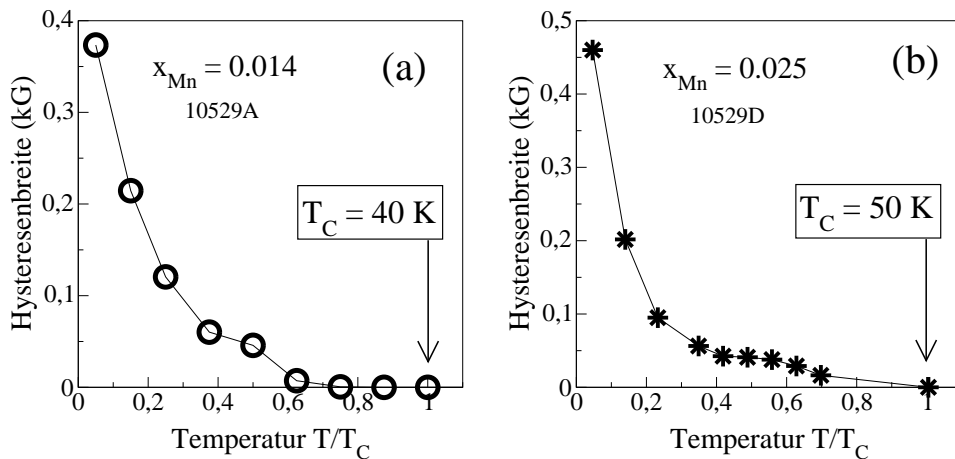


Abbildung 7.16: Hysteresenbreite als Funktion der Temperatur an zwei „out-of-plane“-Proben 10529A ( $x=0.014$ ), 10529D ( $x=0.025$ ) mit Angabe der jeweiligen Curie-Temperatur.

Man erkennt einen sehr starken Abfall der Hysteresenbreite mit steigender Temperatur, was für ferromagnetische Substanzen untypisch ist. Jedoch muss hierbei berücksichtigt werden, dass die Hysterese eines typischen Ferromagneten eine andere Ursache hat als diejenige einer „in-plane“-Probe.

#### 7.1.2.5 Curie-Temperaturen als Funktion von $x$

In Abb. 7.17 sind die gemessenen Curie-Temperaturen als Funktion der Mangan-Konzentration  $x_{Mn}$  für die „in-plane“- und auch ungetemperte „out-of-plane“-Proben aufgetragen. Weiterhin sind die Werte von  $T_C$  aus [26] zum Vergleich eingezeichnet. Zum einen decken die hier vorgestellten Proben einen größeren Bereich von  $x_{Mn}$  ab und zum anderen variieren die Curie-Temperaturen nach Oiwa et al. stärker mit der Mangan-Konzentration. Dies kann aber vor allem in der verbesserten Probenherstellung der hier untersuchten Proben begründet sein. Gerade im Bereich unterhalb einer Mangan-Konzentration von 3% zeigen sich signifikante Abweichungen in den Curie-Temperaturen zwischen den hier untersuchten Proben und den Literaturdaten von 1998, was ebenfalls auf eine verbesserte Probenqualität hindeutet.

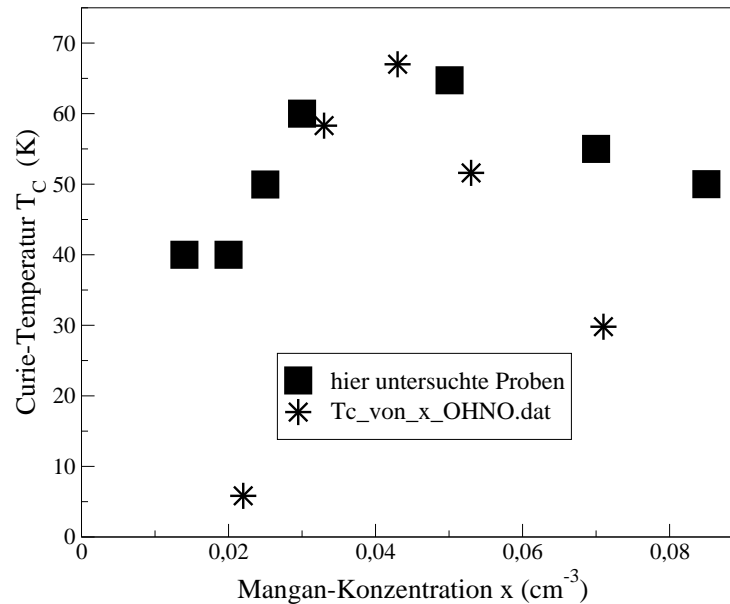


Abbildung 7.17: Curie-Temperaturen  $T_C$  in Kelvin für die hier untersuchten Proben als Funktion ihres Mangan-Gehaltes  $x_{Mn}$ ; Quadrate: hier vorgestellte Proben; Sterne: Vergleichswerte von Oiwa et al. aus [26]; Die getemperten Proben sind hier nicht berücksichtigt;

Man erkennt in Abb. 7.17, dass die Curie-Temperatur der GaMnAs-Proben ein Maximum bei  $x_{Mn} \approx 0.05$  erreicht, was sich gut mit den Vergleichswerten von Oiwa *et al.* [26] in dieser Abbildung und auch mit den Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen deckt [24]. Der Grund für diesen Anstieg liegt in einer Verstärkung der Austauschwechselwirkung, was durch die Erhöhung der Ladungsträgerdichte bedingt ist. Dies geschieht bis zu einem maximalen Wert der Fermi-Energie  $E_{F,max}$ , auf dessen physikalische Bedeutung bereits in Kap. 2.2.2 bereits eingegangen wurde. Die Absenkung der Curie-Temperatur mit weiter zunehmender Mangan-Konzentration von  $x_{Mn} > 0.05$  ist in Abb. 7.17 ebenfalls erkennbar.

Inwieweit eine Veränderung der Probendicke der GaMnAs-Epitaxieschichten einen Einfluss auf die Curie-Temperatur hat, kann mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Proben nicht geklärt werden. Zu diesem Zweck müssten mehrere Probenserien unterschiedlicher Dicken aber mit sonst gleicher Mangan-Konzentration vorliegen.

## 7.2 Magnetfeldabhängige MCD-Messungen

Da in dieser Arbeit sowohl Kerr- als auch MCD-Messungen an den gleichen Proben und unter gleichen Bedingungen durchgeführt wurden, sollen in diesem Abschnitt kurz Charakteristika der MCD-Messungen an ausgewählten Proben zusammengestellt werden. Außerdem werden diese Messungen den Kerr-Messungen gegenübergestellt.

### 7.2.1 GaMnAs/GaInAs-Epitaxieschichten

Abb. 7.18 zeigt von allen drei hier untersuchten „out-of-plane“ Proben die Messkurven des polaren Kerr-Effekts zusammen mit denjenigen der MCD.

Alle Messkurven sind mit annähernd derselben Wellenlänge von 750 nm registriert worden. Während bei den Kerr-Messkurven in etwa die gleiche Hysteresen-Struktur deutlich wird, erkennt man bei den MCD-Messungen größere Unterschiede. Die MCD-Kurven von Probe 10914B und 00315A verlaufen horizontal nachdem die Hysterese durchlaufen wurde und die MCD-Werte der gesättigten Probe weisen für positive und negative Magnetfelder unterschiedliches Vorzeichen auf. Dahingegen ist die MCD-Messkurve von Probe 10917A bei Magnetfeldwerten oberhalb von 2 kG bzw. unterhalb von -2 kG auf Null zurück gegangen.

### 7.2.2 GaMnAs/GaAs-Epitaxieschichten

In Abb 7.19 sind zwei MCD-Messungen an „in-plane“ Proben mit den entsprechenden Messungen des polaren Kerr-Effekts verglichen. Die obere Messkurve ist in y-Richtung verschoben, wobei die relative Lage des Ursprungs in den entsprechenden Messungen durch die gestrichelten Linien angedeutet ist.

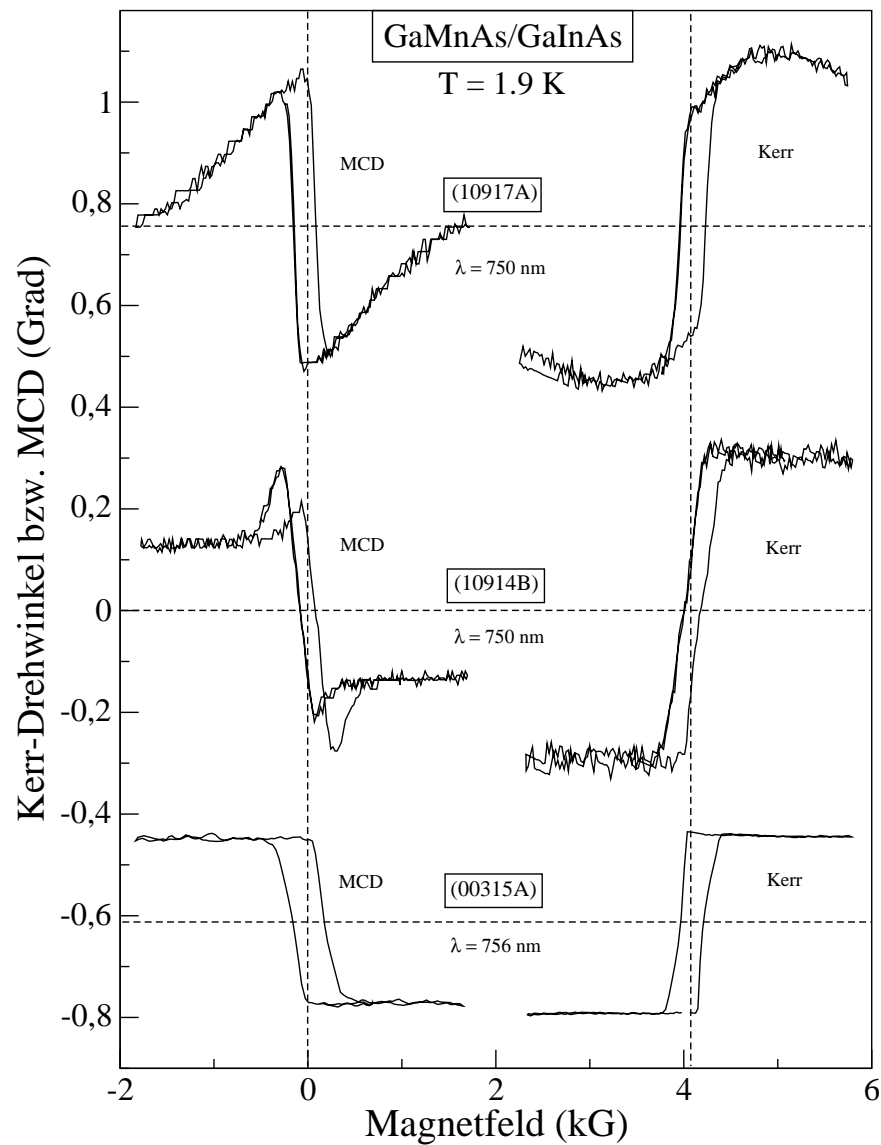


Abbildung 7.18: Vergleich zwischen MCD- (links) und Kerr-Effekt-Messungen (rechts) an drei „out-of-plane“ Proben, gemessen bei 1.9 K. Die oberen und untere Messungen sind in y-Richtung verschoben.

Bis auf das Vorzeichen sehen die MCD-Messungen den Kerr-Messkurven sehr ähnlich und weisen die gleiche Struktur auf. Deshalb soll an dieser Stelle nicht auf die Unterschiede zwischen den MCD-Messungen eingegangen werden, da diese Unterschiede schon in Kap. 7.1.2 bei der Behandlung der Kerr-Messungen in Abb. 7.12 diskutiert wurden.

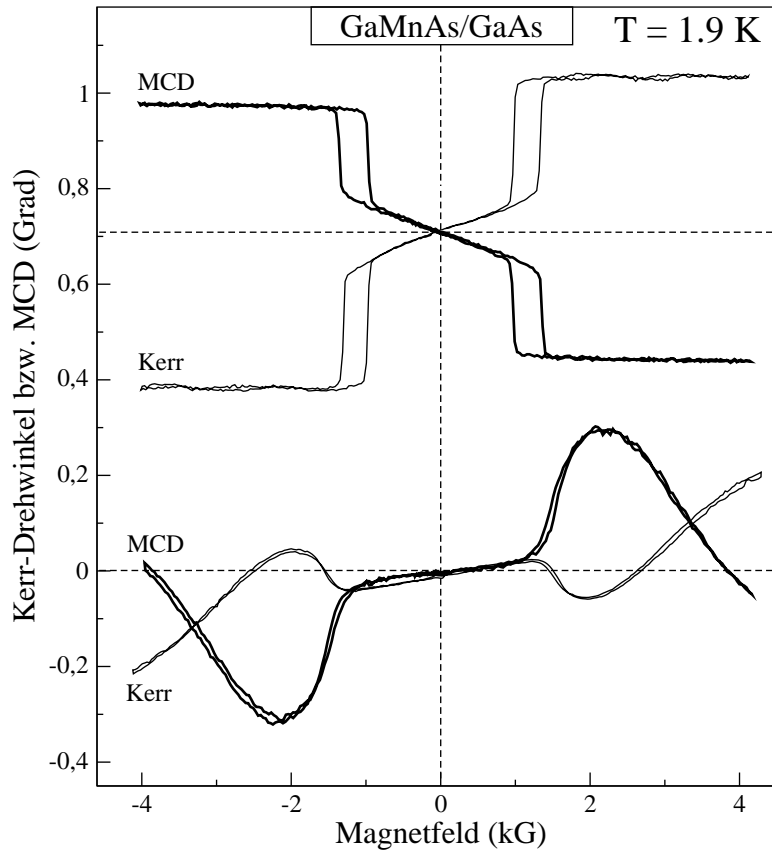


Abbildung 7.19: Vergleich zwischen MCD- und Kerr-Effekt-Messungen an zwei typischen "in-plane" Proben, gemessen bei einer Temperatur von 1.9 K. Obere Messkurve: Probe 10529A ( $x_{Mn}=0.014$ ). Untere Messkurve: Probe 10914A ( $x_{Mn}=0.08$ ).

### 7.3 Spektrale Abhängigkeit der Kerr-Drehung

Die Variation der Lichtwellenlänge gestattet es, Aufschluss über Probenparameter zu erhalten, die über rein magnetometrische Messverfahren wie SQUID-Magnetometrie nicht zugänglich sind. Im weiteren werden die wellenlängenabhängige Kerr-Drehung und die entsprechende MCD-Messung als „Kerr-“ bzw. „MCD-Spektren“ bezeichnet.



Bei den Messungen werden immer Spektren bei zwei verschiedenen Magnetfeld-Werten registriert und voneinander abgezogen. Aus den Hystereseschleifen konnte das Feld ermittelt werden, bei dem die Probe gesättigt ist. Bei den „in-plane“-Proben wurden Spektren bei gesättigter Magnetisierung und bei  $B=0$  registriert, bei den „out-of-plane“-Proben für beide Orientierungen der Sättigungsmagnetisierung,  $+M_S$  und  $-M_S$ .

Der Grund dafür, nicht einfach ein Spektrum bei gesättigter Magnetisierung zu registrieren, lag darin, dass geringste Fehljustierungen des Analysators gegenüber der  $45^\circ$ -Stellung zu großen Messfehlern der Kerr-Drehung führen. Ein Abgleich beim äußeren Feld  $B=0$  kann wegen eventueller remanenter Magnetisierungen das Problem nicht lösen.

Bei der oben erwähnten Differenzbildung jedoch werden additive Beiträge zur Kerr-Drehung, die von einer Fehljustierung des Analysators herrühren, eliminiert.

Weiterhin muss die spektrale Abhängigkeit des Faraday-Effektes der Kryostat-Fenster mit berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck wurde dieser Effekt für die zu den Kerr-Messungen benötigten Magnetfeldwerte an den Fenstern gemessen und von den Kerr-Spektren subtrahiert, so dass die reine Kerr-Drehung der untersuchten Probe als Funktion der Wellenlänge gewonnen werden konnte.

Der verwendete Wellenlängenbereich erstreckt sich von 550 nm bis 950 nm und überstreicht somit ein Gebiet von deutlich unterhalb der Energielücke bis deutlich oberhalb des Überganges vom „Split-Off“- zum Leitungsband.

### 7.3.1 Messungen und Anpassungsrechnungen

Im Folgenden werden die Kerr-Spektren und die dazugehörigen MCD-Messungen immer zusammen dargestellt, da auch im verwendeten Anpassungsprogramm „kerrmcd-fit“ beide Messkurven parallel mit dem identischen Parametersatz angepasst werden. Weiterhin sind in den Kerr- und MCD-Spektren die durch die Anpassungsrechnungen erhaltenen Daten mit dargestellt.

In Abb. 7.20 sind Kerr- und MCD-Spektrum der „in-plane“-Probe 10529A mit einem Mangan-Gehalt von 1.4% präsentiert. Zusätzlich sind die Kerr- und MCD-Schleifen, wie sie von dieser Probe bereits diskutiert wurden, mit in den jeweiligen Spektren dargestellt, um zu verdeutlichen bei welchem Feld die Daten gewonnen wurden und wo die aufgetragenen Ordinatenwerte in den Hystereseschleifen liegen.

Die Kreise in den kleinen Abbildungen der Kerr- und MCD-Hysteresen deuten diejenigen Magnetfeldwerte an, bei denen die Spektren gemessen und anschließend

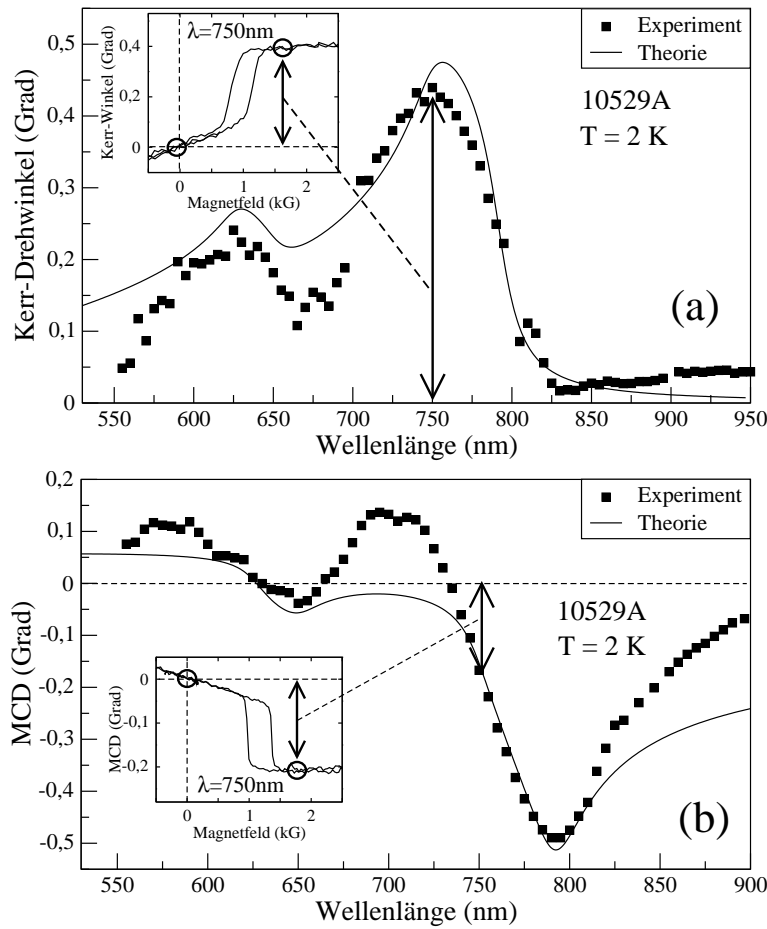


Abbildung 7.20: Kerr-Drehwinkel (a) und MCD-Signal (b) als Funktion der Wellenlänge für Probe 10529A (1.4% Mangan, leichte Richtung „in-plane“) bei 2.0 K; Quadrate: experimentelle Daten, durchgezogene Linie: Anpassungsrechnung; Kleine Bilder: Kerr-Messung (a) und MCD-Messung (b) mit 750 nm bei 2.0 K;

voneinander subtrahiert wurden, um die reine Kerr-Drehung aufgrund der Probenmagnetisierung zu erhalten. Für beide Hysteresekurven der Kerr- und MCD-Messungen wurde eine Wellenlänge von 750 nm verwendet. In beiden Fällen entsprechen die Sättigungswerte der Hysterese genau den Werten der entsprechenden Spektren bei 750 nm, was durch die beiden vertikalen Pfeile in den entsprechenden Teilabbildungen angedeutet ist.

In der Darstellung der wellenlängenabhängigen Kerr-Drehung sind zwei Maxima bei etwa 620 nm und 750 nm erkennbar, die den Übergängen vom „Split-Off“- und HH-Valenzband ins Leitungsband zugeordnet werden können.

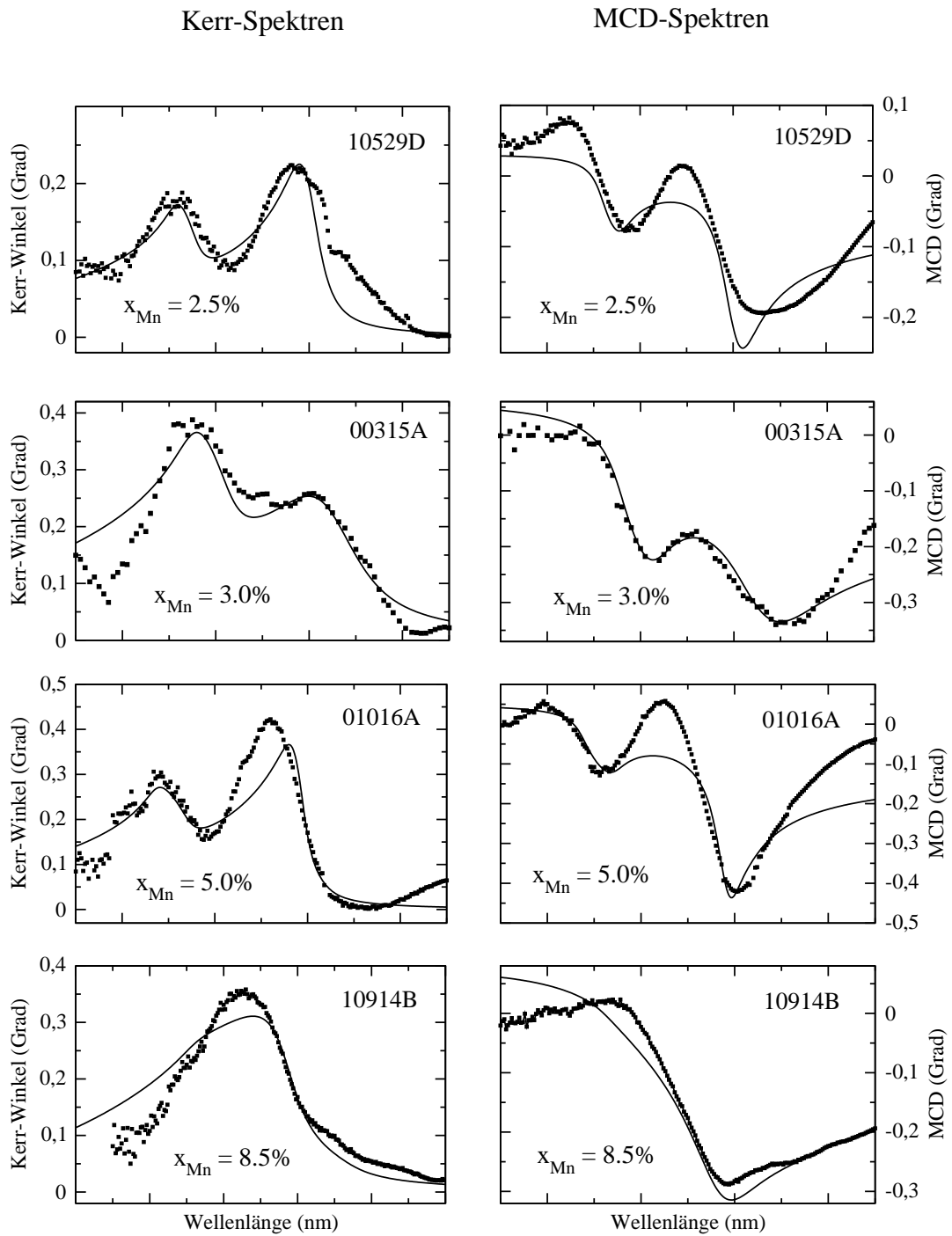


Abbildung 7.21: Vergleich der gemessenen wellenlängenabhängigen Kerr- und MCD-Daten mit den Anpassungsrechnungen bei  $T = 2\text{ K}$  für verschiedene Proben

Weiterhin sind in Abb. 7.20 die an die Messpunkte angepassten Simulationsrechnungen für Kerr-Winkel und MCD-Daten dargestellt. Wie man sieht ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Daten.

In Abb. 7.21 sind für verschiedene Proben mit Mn-Konzentrationen zwischen 2.5% und 8.5% die Kerr- und MCD-Spektren mit den dazu gehörigen Daten der Anpassungsrechnung dargestellt. Dabei sind die Messdaten durch Quadrate, der theoretische Verlauf als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Die Mangan-Konzentration  $x$  wurde nach den Angaben des Probenherstellers im Anpassungsprogramm eingesetzt und nicht angepasst.

Wie man sieht, besitzen die GaMnAs-Proben mit Mangan-Konzentrationen bis etwa 5% eine vergleichbare Struktur, die derjenigen aus Abb. 7.20 ähnlich ist. Bei höheren Mangan-Konzentration ist ein anderer Kurvenverlauf erkennbar. Die Anpassungsrechnungen geben bei allen Kerr- und MCD-Messkurven den Verlauf der experimentellen Daten überzeugend wieder.

Die Anpassungsrechnungen zu Probe 10917A mit 7.0 % Mangan sind in Abb. 7.22 dargestellt. Wegen der ungewöhnlichen Magnetfeldabhängigkeit der MCD bei dieser Probe wurden die Anpassungsrechnungen nur am Kerr-Spektrum durchgeführt (siehe Teilabbildung 7.22(a)). Mit den daraus gewonnenen Probenparametern ergibt sich der theoretische Kurvenverlauf des MCD-Signals als Funktion der Wellenlänge, wie er in Teilabbildung (b) zu sehen ist. Zum Vergleich sind einige MCD-Schleifen bei 2.0 K zusätzlich mit eingezeichnet, die an zwei ausgezeichneten Punkten die Übereinstimmung der MCD-Stufenhöhen mit dem berechneten Daten veranschaulichen. Da es sich um eine „out-of-plane“-Probe handelt, die an ihrer zentrischen Hysterese erkennbar ist, ist in den wellenlängenabhängigen Kerr- und MCD-Daten jeweils die halbe Hysteresehöhe aufgetragen. Sowohl bei 750 nm als auch bei 830 nm (in Abb 7.22(b) durch die eingekreiste „1“ bzw. „2“ markiert) ist die Übereinstimmung zwischen den theoretischen MCD-Daten und dem gemessenen Wert sehr gut. Hier sei noch einmal erwähnt, dass die MCD-Daten nicht angepasst wurden, sondern die an die Kerr-Messung angepassten Parameter verwendet wurden, um den theoretischen Verlauf zu berechnen.

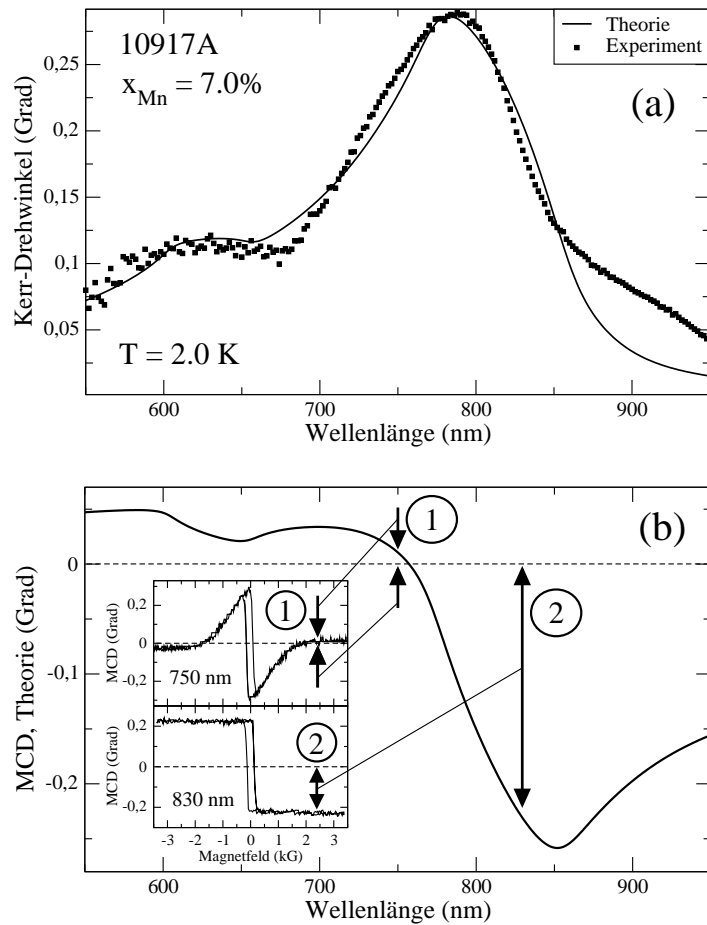


Abbildung 7.22: Angepasste wellenlängenabhängige Kerr-Drehung und Messdaten (a); theoretisch berechnete MCD-Daten (b) verglichen mit zwei MCD-Schleifen bei 750 nm und 830 nm (kleine Bilder); Erläuterungen siehe Text;

### 7.3.2 Ergebnisse der Anpassungsrechnungen

Um die in Abb. 7.21 gezeigten theoretischen Verläufe der wellenlängenabhängigen Kerr- und MCD-Daten zu erhalten, wurden die theoretischen Kurvenverläufe berechnet und die entsprechenden Probenparameter so variiert, dass die Quadrate der Abweichungen minimal wurden (siehe Kap. 6). Hier sollen nun die angepassten Parameter verglichen werden.

In Tabelle 7.1 sind alle durch Anpassungsrechnungen ermittelten Probenparameter aufgelistet. Die Mangan-Konzentration  $x_{Mn}$  und der Mangan-Spin  $S = 5/2$  sind fest vorgegeben.

Tabelle 7.1: Angepasste Parameter an die experimentellen Daten in Abb 7.21 und 7.22.  $x_{Mn}$ : Mangan-Konzentration,  $p$ : Ladungsträgerdichte,  $E_g$ : Energie-Lücke,  $\Delta_{SO}$ : „Split-Off“-Energie,  $\alpha N_0$ : Austausch-Energie (Leitungsband),  $\beta N_0$ : Austausch-Energie (HH-Valenzband),  $S = \frac{5}{2}$ : Mangan-Spin,  $f_{HH}$ ,  $f_{LH}$ ,  $f_{SO}$ : Oszillatorstärken,  $\Gamma_{HH}$ ,  $\Gamma_{LH}$ ,  $\Gamma_{SO}$ : Dämpfungsparameter,  $B_{MF}$ : Molekularfeld,  $\Gamma_{frei}$ : Dämpfung der freien Ladungsträger.

Probe:	10529A	10529D	01016A	00315A	10917A	10914B
$x_{Mn}$	0.014	0.025	0.050	0.030	0.070	0.085
$p$ [ $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ]	3.7	0.8	4.9	2.6	2.0	9.3
$E_g$ [eV]	1.57	1.54	1.53	1.48	1.52	1.50
$\Delta_{SO}$ [eV]	0.37	0.31	0.37	0.31	0.37	0.25
$\alpha N_0$ [eV]	0.22	0.22	0.16	0.29	0.33	0.30
$\beta N_0$ [eV]	2.30	0.64	0.58	0.90	0.63	0.60
$S$	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
$\varepsilon_\infty$	13.7	13.0	13.0	11.8	12.5	11.8
$f_{HH}$ [ $(\text{eV})^{3/2}$ ]	9.2	9.2	9.2	9.2	9.2	9.0
$f_{LH}$ [ $(\text{eV})^{3/2}$ ]	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$f_{SO}$ [ $(\text{eV})^{3/2}$ ]	5.5	5.5	5.5	8.9	1.0	1.0
$\Gamma_{HH}$ [meV]	22	27	20	75	90	60
$\Gamma_{LH}$ [meV]	20	20	20	40	50	50
$\Gamma_{SO}$ [meV]	29	29	30	44	50	50
$B_{MF}$ [T]	60	60	90	90	75	60
$\Gamma_{frei}$ [meV]	50	50	50	50	50	50

Die drei ersten Proben 10529A, 10529D und 01016A sind „in-plane“-Proben, die drei anderen „out-of-plane“-Proben.

Die Ladungsträger-Konzentrationen, wie sie aus Hall-Messungen vom Probenhersteller zur Verfügung standen ergeben z.B. für die 1.4%-Probe 10529A einen Wert von

$p_{0.014}^{Hall} = 8.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und für die 2.5%-Probe  $p_{0.025}^{Hall} = 7.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Vergleicht man diese Daten mit denjenigen aus den Anpassungsrechnungen, so ergeben sich jeweils  $p_{0.014}^{Fit} = 3.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und  $p_{0.025}^{Fit} = 8.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Während diese Daten für die 1.4%-Probe um etwa einen Faktor 2.3 geringer sind als die Hall-Daten, sind die entsprechenden Werte für die 2.5%-Probe fast gleich groß. Die Abweichungen bei der 1.4%-Probe können über den Beitrag des anomalen Hall-Effektes (AHE) bei den Hall-Messungen erklärt werden, der eine exakte Bestimmung der Ladungsträgerdichte bei ferromagnetischen Proben schwierig macht. Der Beitrag des anomalen Hall-Effektes kann denjenigen des normalen Hall-Effektes um bis zu eine Größenordnung übersteigen [15], so dass eine Abweichung der gemessenen Ladungsträgerdichten um einen Faktor 2.3, wie im hier vorliegenden Fall, durchaus möglich ist [66].

In Abb. 7.23 sind die berechneten wellenlängenabhängigen Kerr- und MCD-Verläufe für drei verschiedene Ladungsträgerdichten gegenüber gestellt. Alle anderen Parameter entsprechen denen der 1.4%-Probe aus Tabelle 7.1 und wurden für die in Abb. 7.23 gezeigten Kurven nicht verändert. Das dem HH-Übergang zugeordnete Hauptmaximum in den Spektren zeigt eine deutliche Verschiebung hin zu höheren Energien mit wachsender Ladungsträgerdichte, was auf die Burstein-Verschiebung der effektiven Energie-Lücke zurückgeführt werden kann.

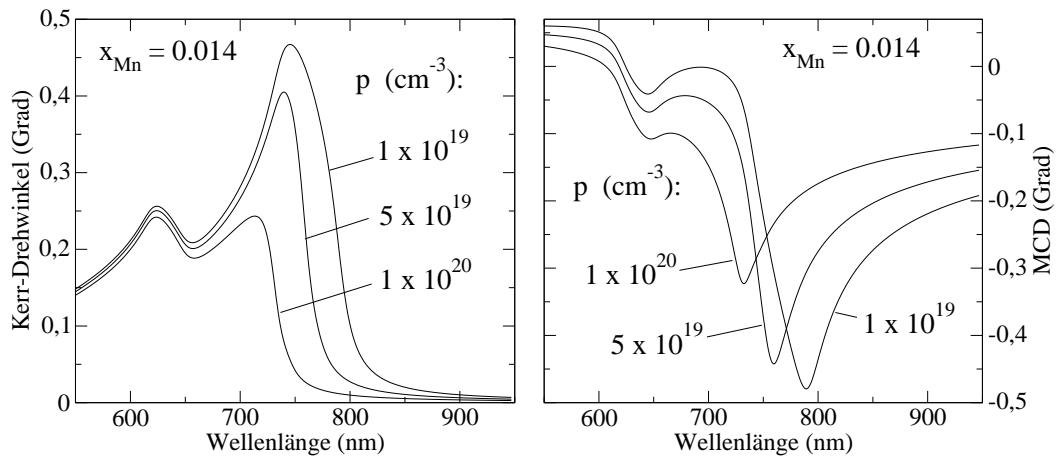


Abbildung 7.23: Berechnete Kerr- (links) und MCD-Daten (rechts) als Funktion der Wellenlänge für die GaMnAs-Probe mit 1.4% Mangan. Der Unterschied zwischen den Kurven liegt in den verschiedenen Löcher-Konzentrationen.

Die Energie-Lücke  $E_g$  nimmt bei den „in-plane“-Proben mit zunehmender Mangan-Konzentration ab. Mit einer Variation von  $E_g$  zwischen 1.57 eV und 1.50 eV liegen diese Werte für alle Proben relativ nahe bei dem Wert der Energie-Lücke von reinem GaAs.

Die angepassten Werte der Spin-Bahn Wechselwirkungsenergie  $\Delta_{SO}$  variieren bis auf den entsprechenden Wert der Probe mit der höchsten Mangan-Konzentration (10914B) zwischen 0.31 eV und 0.37 eV, und liegen somit nahe am Wert für reines GaAs von 0.34 eV.

Der Wert der Austauschkonstanten  $N_0\beta$  variiert von 2.3 eV bis 0.6 eV. Man erkennt, dass der Wert von  $N_0\beta$  sowohl für die „in-plane“- als auch für die „out-of-plane“-Proben mit zunehmender Mangan-Konzentration abnimmt.

Das Vorzeichen von  $N_0\beta$  wird in der Literatur kontrovers diskutiert. Unser Ergebnis unterscheidet sich von dem in magnetischen II-VI Halbleitern gefundenen. Wegen der großen Bedeutung wird dieser Frage ein eigener Abschnitt 7.3.3 gewidmet.

Die Dämpfungsparameter  $\Gamma_{HH}$ ,  $\Gamma_{LH}$  und  $\Gamma_{SO}$  liegen bei den „in-plane“-Proben niedriger als bei den „out-of-plane“-Probe. Da die „out-of-plane“-Proben durch das Aufwachsen auf GaInAs stärker verspannt sind als die GaMnAs/GaAs-Proben, scheint diese Verspannung die Dämpfungsparameter zu vergrößern.

Abschließend soll nicht unerwähnt bleiben, dass es für jede einzelne experimentelle Kurve in Abb. 7.21 Anpassungsrechnungen gibt, die geringfügig bessere Übereinstimmungen mit dem Experiment zeigen, jedoch für einzelne Parameter unphysikalische Werte liefern.

Bei den in Tab. 7.1 angegebenen Ergebnissen wurde Wert darauf gelegt, dass die für die Bandstruktur wesentlichen Parameter wie Energielücken, Oszillatorstärken oder  $\varepsilon_\infty$  nicht zu große Abweichungen von den für GaAs geltenden Werten besitzen, was in Anbetracht der geringen Mangan-Konzentrationen unphysikalisch wäre.

### 7.3.3 Das Vorzeichen von $N_0\beta$

Das Vorzeichen der Austausch-Konstanten  $N_0\beta$  ist von großer Bedeutung für das Verständnis der magnetischen Wechselwirkung zwischen freien Löchern und Mangan-Ionen. Ist  $N_0\beta$  negativ, so liegt ein antiferromagnetischer Austausch vor, bei positiven Werten ist der Austausch entsprechend ferromagnetisch. Da es sich bei den hier vorgestellten Proben um Substanzen handelt, deren magnetisches Verhalten maßgeblich bestimmt wird durch eine indirekte, ladungsträger-induzierte Wechselwirkung zwischen den Valenzband-Löchern und den Mangan-Spins, soll in diesem Abschnitt genauer auf



die Bestimmung des Vorzeichens von  $N_0\beta$  eingegangen werden.

Obwohl in der Literatur meist ein antiferromagnetischer Austausch zwischen den Valenzband-Löchern und den Mangan-Spins favorisiert wird, wie es bekannterweise z.B. in verdünnt magnetischen II-VI Halbleitern der Fall ist, so ist die Frage nach dem Vorzeichen von  $N_0\beta$  in GaMnAs noch nicht zweifelsfrei geklärt. So variieren die Werte für  $N_0\beta$  von +2.5 eV [47, 18, 46], was einer ferromagnetischen Austausch-Wechselwirkung entspricht bis hin zu negativen Werten von -1.2 eV (antiferromagnetischer Austausch) [48, 49, 50].

Unsere Ergebnisse weisen eindeutig auf einen ferromagnetischen Austausch, also einen positiven Wert von  $N_0\beta$  hin. Dies führt zu einer Anordnung der Energiebänder, wie sie in Abb. 7.24 dargestellt und im Abschnitt 7.4 beschrieben sind. Aufgrund der oben erwähnten kontrovers diskutierten Frage nach dem Vorzeichen von  $N_0\beta$  in der Literatur werden im Folgenden drei Gründe genannt, die das hier vorgestellten Ergebniss einer positiven Austausch-Konstante stützen.

1.) Messungen der Faraday-Drehung an CdMnTe und GaMnAs-Volumenkristallen zeigen unterschiedliche Vorzeichen der Faraday-Drehungen beider Proben (siehe dazu Abb. 7.25). Dies kann entweder durch unterschiedliche Vorzeichen der Austausch-Konstanten  $N_0\beta$  oder einen starken Moss-Burstein-Effekt in dem hoch p-dotierten Material hervorgerufen werden. Der Einfluss des Moss-Burstein-Effektes in stark p-dotiertem GaMnAs ist von Szczytko *et al.* behandelt worden [67].

Die Faraday-Messungen sind an einer Volumen-Kristall Probe mit einer Mangan-Konzentration von unter 0.5% und entsprechend niedriger Löcherkonzentration durchgeführt worden, weshalb der Moss-Burstein-Effekt als Erklärung auszuschließen ist.

Berechnungen der magnetooptischen Übergänge in einem parabolischen Band-Modell führen zu einer Vertauschung der Niveau-Anordnung erst ab einer Löcherkonzentration von  $p > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Die angepassten Ladungsträgerdichten (Tab. 7.1) und auch die Hall-Messungen zeigen jedoch niedrigere Werte von  $p$ , so dass auch für die hoch-konzentrierten Proben der Moss-Burstein-Effekt als Erklärung der beobachteten Vorzeichenänderung ausgeschlossen werden kann.

Somit kann das unterschiedliche Vorzeichen der Faraday-Drehung nur durch ein positives  $N_0\beta$  (in CdMnTe ist  $N_0\beta < 0$ ) erklärt werden, was auch mit früheren Arbeiten von Szczytko *et al.* für GaMnAs Volumen-Proben mit  $x=0.00022$  übereinstimmt [47].

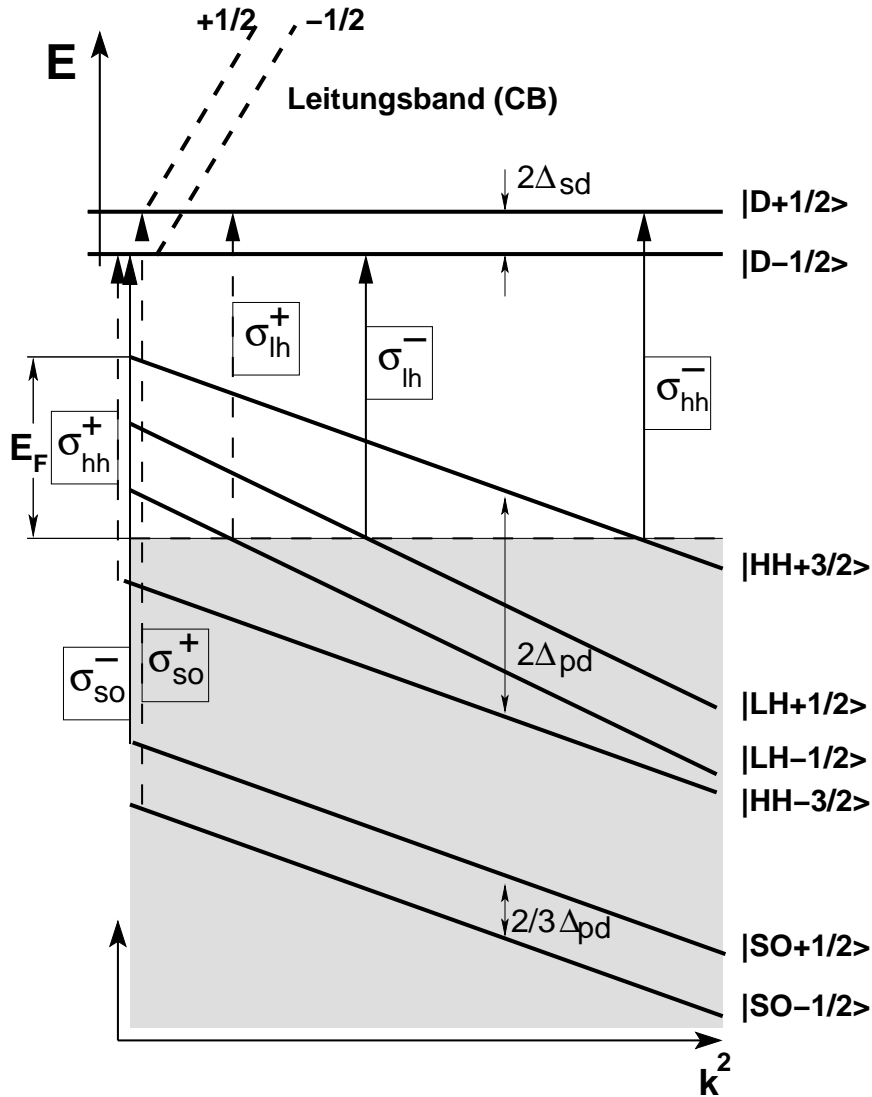


Abbildung 7.24: *Typisches Energieniveau-Schema einer gesättigten ferromagnetischen  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ -Probe aufgrund der Ergebnisse aus Tabelle 7.1. Durchgezogene Pfeile: links-zirkular polarisierte Interband-Übergänge ( $\sigma^-$ ;  $\Delta_j = -1$ ); Gestrichelte Pfeile: rechts-zirkular polarisierte Interband-Übergänge ( $\sigma^+$ ;  $\Delta_j = +1$ )*

2.) Ein zweites, wichtiges Indiz, dass die Austausch-Konstante  $N_0\beta$  der hier untersuchten Proben positiv ist, wird anhand von Abb. 7.26 deutlich. Dabei sind exemplarisch von zwei Proben mit relativ unterschiedlichen Mangan-Konzentrationen von 1.4% und 8.5% die wellenlängenabhängigen Kerr- und MCD-Daten mit den theoretischen Kurvenverläufen aus den Anpassungsrechnungen für eine positive und negative

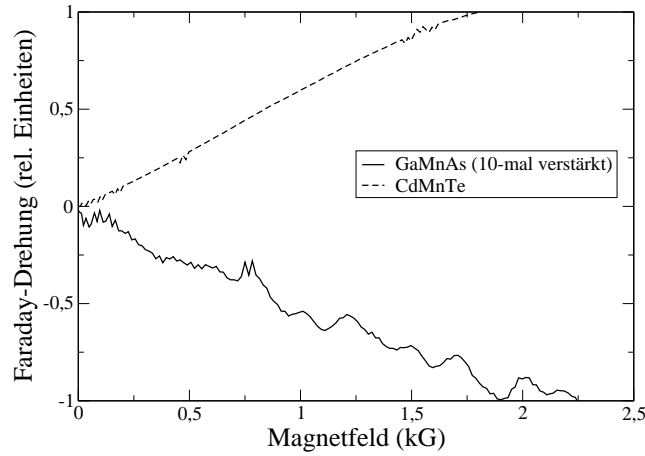


Abbildung 7.25: Vergleich der Faraday-Effekt-Messungen an  $\text{CdMnTe}$  ( $N_0\beta < 0$ ) und  $\text{GaMnAs}$  (Probe ET96,  $x = 0.005$ ).

Austausch-Konstante dargestellt. Diejenigen Daten, die ein positives  $N_0\beta$  zugrunde legen entsprechen denen aus Abb. 7.21 bzw. Tab. 7.1, für die Berechnung der gestrichelten Kurve wurde lediglich das Vorzeichen der Austausch-Konstanten geändert, alle anderen Parameter entsprechen denen aus Tab. 7.1 für die jeweilige Probe.

Unter der Annahme eines negativen Wertes von  $N_0\beta$  war es nicht möglich, die berechneten Daten zufriedenstellend an die experimentellen anzupassen. Selbst durch signifikante Veränderungen essentieller Parameter wie z.B. der Energie-Lücke  $E_g$  oder der „Split-Off“-Energie  $\Delta_{SO}$  gelingt es nicht, auch nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen Messung und Modellrechnung zu erzielen.

**3.)** Das Hauptargument eines positiven Austausch-Integrals in verdünnt magnetischen III-V-Halbleitern ist der kinetische Austausch zwischen den Mangan-Akzeptoren und den Löchern im Valenzband. In  $\text{GaMnAs}$  ist das dreiwertige Gallium durch das zweiwertige Mangan-Ion ( $\text{Mn}^{++}$ ) ersetzt. Dieses Mangan-Ion ist in einem  $d^4$ -Zustand, um die Ladungsneutralität zu erhalten. Schließlich bindet es ein Valenzband-Elektron schwach an sich, was einen stabilen  $d^5$ -Zustand (halb gefüllte  $d$ -Schale) ergibt und ein Loch im Valenzband erzeugt. Dieses  $A^-$ -Mangan kann nun wieder ein schwach gebundenes Loch im Valenzband anziehen und ein  $A^0$ -Zentrum werden. Das Wechselspiel und Gleichgewicht zwischen  $A^-$ - und  $A^0$ -Zentren hat einen Einfluss auf den magnetischen Austausch. Dieser ist ferromagnetisch  $N_0\beta > 0$  für  $A^0$ -Zentren und antiferromagnetisch für  $A^-$ -Zentren ( $N_0\beta < 0$ ). In den hier untersuchten Proben do-

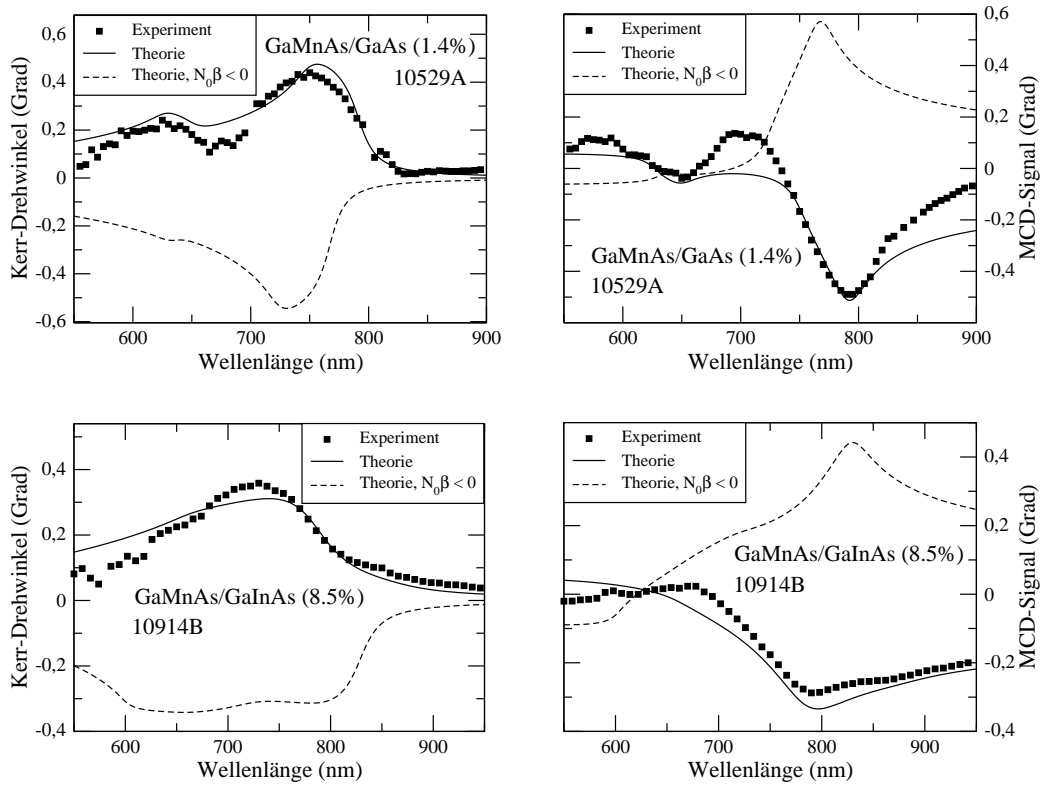


Abbildung 7.26: Wellenlängenabhängige Kerr- und MCD-Messungen mit den angepassten Daten; durchgezogene Kurve: Anpassungsrechnung für positive Austausch-Konstante  $N_0\beta$ ; gestrichelte Kurve: negatives  $N_0\beta$ ;

minieren die  $A^0$ -Zentren aufgrund der Ladungsträgerdichte, die nicht so hoch ist, um die Ionisierung der schwach gebundenen Löcher aufgrund der Coulomb-Abschirmung zu ermöglichen.

## 7.4 Niveau-Schema von GaMnAs

In Abb. 7.24 ist das Energie-Niveau Schema von GaMnAs gezeigt, wie es in dieser Arbeit zur Berechnung der dielektrischen Funktion und damit zur Beschreibung der experimentellen Resultate verwendet wurde. Die eingezeichneten Bandaufspaltungen  $2\Delta_{sd}$ ,  $2\Delta_{pd}$  und  $2 \times \frac{1}{3}\Delta_{sd} = \frac{2}{3}\Delta_{sd}$  berechnen sich aus Gleichungen (3.50)-(3.53) und entsprechen den Aufspaltungen bei gesättigter Magnetisierung. Die Lage der Fermi-Energie  $E_F$  wird vom obersten schwere-Loch Valenzband ( $|HH, +3/2\rangle$ ) bei  $k = 0$  gerechnet und ist durch die horizontale gestrichelte Linie zu erkennen. Die vertikalen

Pfeile geben die optischen Interband-Übergänge an. Bei gestrichelten Pfeilen handelt es sich um  $\sigma^+$ -, bei durchgezogenen Pfeile entsprechend um  $\sigma^-$ -Übergänge. In der Regel hat ein Übergang die größte kombinierte Zustandsdichte bei  $k = 0$ , wenn dort die entsprechenden Valenzband-Niveaus mit Elektronen besetzt sind, sie also energetisch unter dem Fermi-Niveau liegen. Ist ein Band bei  $k = 0$  energetisch über der Fermi-Energie, so ist es mit Löchern besetzt. In diesem Fall finden Übergänge ins Leitungsband bei  $k$ -Werten statt, die größer sind als derjenige bei dem dieses Niveau die Fermi-Energie schneidet und deshalb mit Elektronen besetzte Zustände vorhanden sind (siehe z.B.  $\sigma_{HH}^-$ -Übergang von  $|HH, +3/2\rangle \rightarrow |D, +1/2\rangle$  in Abb.7.24).

Im hier vorgestellten Modell werden nur  $E_0$  und  $E_0 + \Delta$  Übergänge in der Näherung parabolischer Bänder betrachtet, also Interband-Übergänge vom „Split-Off“- und den Valenzbändern ins Leitungsband.

Die Anordnung der spin-aufgespalteten Valenzbänder (HH, LH und SO) ist gegenüber derjenigen von magnetischen II-VI-DMS Halbleitern vertauscht. Diese Eigenschaft wurde in Abschnitt 7.3.3 ausführlich diskutiert und sowohl theoretisch als auch anhand von Experimenten verdeutlicht.

Eine weitere Besonderheit, die sich auch aus den Experimenten bzw. den Anpassungsrechnungen ergab, ist ein dispersionsfreies Energie-Niveau  $|D, \pm 1/2\rangle$  im Leitungsband, welches den Endzustand der hier betrachteten Interband-Übergänge darstellt. Die Existenz eines solchen Niveaus wurde in theoretischen Arbeiten z.B. von Sandratskii *et al.* vorhergesagt [68].

Nimmt man an, dass der Endzustand nicht ein dispersionsfreies Band  $|D, \pm 1/2\rangle$  sondern das dispersionsbehaftete Leitungsband  $|CB, \pm 1/2\rangle$  ist, so öffnet die Energie-Lücke  $E_g$  mit zunehmendem  $k$ -Wert zu stark um die entsprechenden Interband Übergänge zu ermöglichen. Um dies zu umgehen müsste  $E_g$  drastisch reduziert werden, was aber zu unphysikalischen Werten der Energie-Lücke führt. Durch die Einführung des dispersionsfreien Niveaus ergeben sich Energie-Lücken, die sich von denen des reinen GaAs nur wenig unterscheiden.

Für alle anderen Bänder wird näherungsweise eine parabolische  $E(k)$ -Dispersion angenommen. Aufgrund der Auftragung der Energie als Funktion von  $k^2$  in Abb. 7.24 ergeben sich für HH-, LH- und SO-Band Geraden mit unterschiedlichen Steigungen.

## 7.5 Kerr-Effekt bei Lichteinfall unter $\Phi=45^\circ$

Im Folgenden werden die Messungen des Kerr-Effektes bei einem Lichteinfall von  $45^\circ$  zur Probennormalen (im weiteren als  $45^\circ$ -MOKE bezeichnet) an den Proben 10529A ( $x=0.014$ , leichte Richtung „in-plane“) und 10917A ( $x=0.07$ , leichte Richtung „out-of-plane“) vorgestellt. Diese Experimente wurden durchgeführt um Informationen über in der Schichtebene liegende Magnetisierungskomponenten zu erhalten, die mit dem polaren Kerr-Effekt bei senkrechtem Lichteinfall nicht zugänglich sind.

### 7.5.1 GaMnAs/GaInAs-Proben

In Abb. 7.27 sind die Messung des polaren Kerr-Effekts bei senkrechtem Lichteinfall zusammen mit einer Messung des  $45^\circ$ -MOKE an der gleichen Probe bei indentischen Messbedingungen dargestellt.

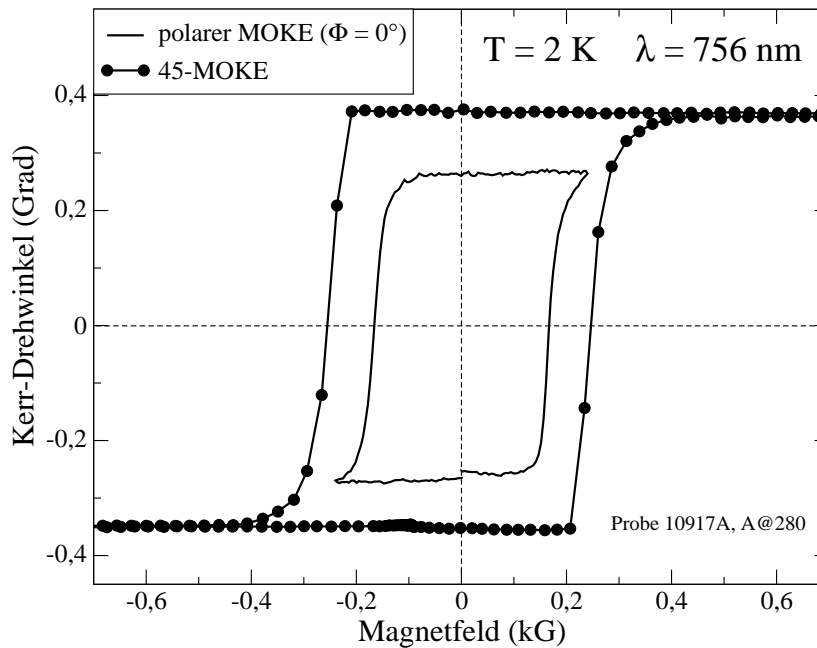


Abbildung 7.27: *Kerr-Effekt Messungen an einer „out-of-plane“-Probe (10917A, A@280) mit 756 nm und bei 2 K. Durchgezogene Messkurve: senkrechter Lichteinfall (polarer MOKE), Punkte: Lichteinfall unter  $45^\circ$ ;*

Wie man leicht erkennt, ist die Hysteresenform unverändert, lediglich die Breite der Hysteresekurve ist beim schrägen Kerr-Effekt größer. Dies ist klar, da ein Her-

ausdrehen der Magnetisierung senkrecht zur Probenebene nur aufgrund derjenigen Magnetfeld-Komponenten geschieht, die senkrecht zur Schichtebene orientiert sind. Dieser Anteil ist aber um den Faktor  $\sqrt{2} \approx 1.41$  kleiner als bei senkrecht orientierten Magnetfeld, so dass das unter  $45^\circ$  angelegte Magnetfeld um diesen Faktor größer sein muss. Betrachtet man die Werte der Koerzitiv-Felder aus beiden Messungen, so ist die Hysterese bei der  $45^\circ$ -MOKE-Messung um einen Faktor von etwa 1.5 breiter. Über die unterschiedliche Stufenhöhe kann aus bereits erläuterten Gründen, nämlich der nichtlinearen Überlagerung von polarem und longitudinalem Kerr-Effekt (siehe Kap. 5.3) keine quantitative Aussage gemacht werden.

Wie man aus der Ähnlichkeit der beiden gezeigten Messkurven ersehen kann, liefert die  $45^\circ$ -Kerr-Geometrie bei den sogenannten „out-of-plane“-Proben keine Informationen, die nicht auch mit den polaren Kerr-Effekt bei senkrechtem Lichteinfall gewonnen werden können.

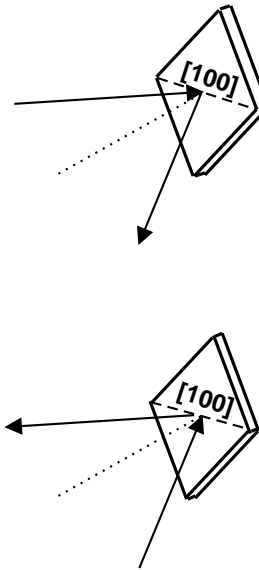
### 7.5.2 GaMnAs/GaAs-Proben

Während bei der Messung des polaren Kerr-Effektes ( $\Phi = 0^\circ$ ) die Komponente der Magnetisierung in der Schichtebene nicht nachweisbar ist, stellt der  $45^\circ$ -MOKE eine Möglichkeit dar, diese zu beobachten, was gerade bei den Proben mit einer leichten Richtung in der Schichtebene zusätzliche Informationen liefert. Bei allen in diesem Abschnitt gezeigten Messungen handelt es sich um Messungen an der 1.4%-Probe 10529A.

Um noch zusätzliche Information über die Drehung der in der Probenebene liegenden Magnetisierung zu erhalten, wurde die „in-plane“-Probe um eine Achse senkrecht zur Schichtebene um  $45^\circ$  gedreht, so dass entweder die leichte [100]-Richtung oder die schwere [110]-Richtung horizontal orientiert war.

In Abb. 7.28 ist der  $45^\circ$ -Kerr-Effekt an Probe 10529A dargestellt bei horizontal orientierter leichter [100]-Richtung mit den beiden möglichen Lichtwegen, welche durch die Pfeile relativ zur Orientierung des Magnetfeldes angedeutet sind. Die dünnen Pfeile an den Messkurven geben die Richtung an, in der die Hysterese durchlaufen wird. Die beiden rechten Skizzen zeigen, wie die Probe mit der [100]-Richtung angeordnet war, wobei die gepunktete Linie die Flächennormale ist, die in der Ebene aus einfallendem und reflektiertem Lichtstrahl liegt.

Im Unterschied zu den polaren Kerr-Messungen an den „in-plane“-Proben lässt sich hier eine zentrale Hysterese erkennen. Da mit Hilfe des polaren Kerr-Effekts bei  $\Phi = 0^\circ$  eine Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene nicht nachweisbar ist, muss diese



Hysteresis einer „in-plane“-Drehung entsprechen. Da die leichte Richtung horizontal orientiert ist, muss die gemessene Hysteresis einer Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene entsprechen, wobei die Magnetisierung von der  $[100]$ -Richtung (= leichte Richtung) entweder zur  $[\bar{1}00]$ -Richtung um  $180^\circ$  umklappt oder sich nur in die  $[010]$ -Richtung dreht. Die positive Steigung, die zusätzlich für Magnetfelder oberhalb der Hysteresis erkennbar ist, entspricht dann einem Herausdrehen der Magnetisierung in eine  $45^\circ$  zur Schicht orientierten Richtung.

Die charakteristischen Spitzen an den Hysteresen in Abb. 7.28 lassen sich mit diesem einfachen Bild nicht erklären. Jedoch existieren Simulationsrechnungen von Hrabovsky *et al.* [69], die auf der Basis eines Stoner-Wohlfath-Modells eine ähnliche



Messgeometrie analysieren und eine vergleichbare Hysterese mit den typischen Spitzen beobachten. Deren Erklärung beruht auf einem Zusammenspiel von transversalem und longitudinalem Kerr-Effekt, das diese charakteristischen Spitzen in den Hysteresen erzeugt.

In Abb. 7.29 sind die entsprechenden Messungen wie in Abb. 7.28 dargestellt, nur dass die Probe um  $45^\circ$  um die Flächennormale gedreht ist. Somit ist die schwere  $[110]$ -Richtung horizontal und die leichte  $[100]$ -Richtung ist um  $45^\circ$  gegen die in der Schichtebene liegende Magnetfeld-Komponente gedreht.

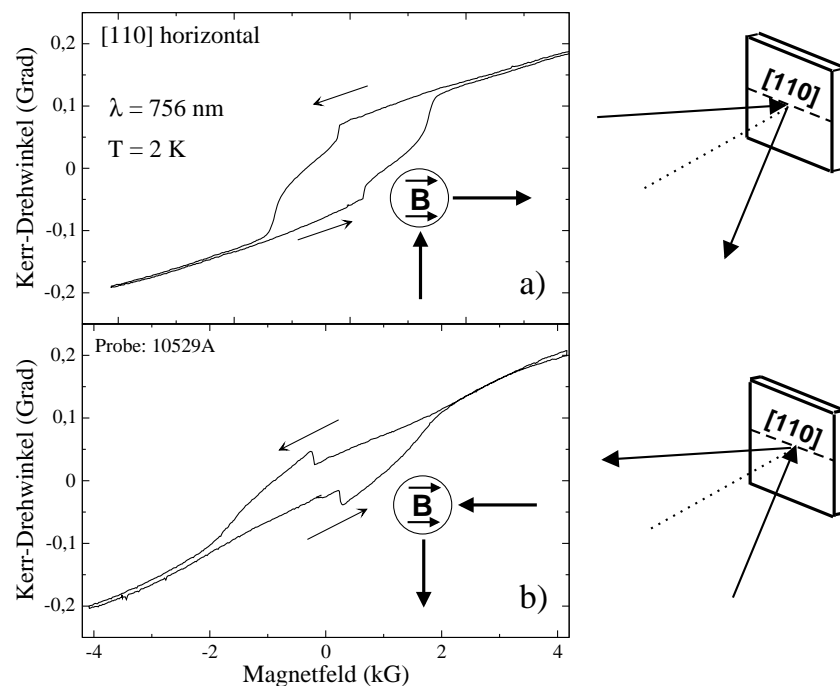


Abbildung 7.29: Messungen des  $45^\circ$ -MOKE an der "in-plane"-Probe 10529A für beide Lichtwege (a und b). Orientierung der leichten  $[110]$ -Richtung ist horizontal (siehe nebenstehende Skizze).

Man erkennt zwei zentrische Hysteresen, die ineinander liegen. Auch hier kann wieder die zusätzliche positive Steigung beobachtet werden, die mit steigendem Magnetfeld abnimmt. Diese Steigung wird wieder interpretiert als verursacht durch das Herausdrehen der Magnetisierung aus der Schichtebene. Die beiden inneren Hysteresen entsprechen also einer Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene. Eine Umkehrung des Lichtweges führt zu einer Vorzeichenänderung der inneren Hysterese, während die breitere Hysterese nicht mit einer Änderung der Drehrichtung bei einer

Lichtwegumkehrung reagiert.

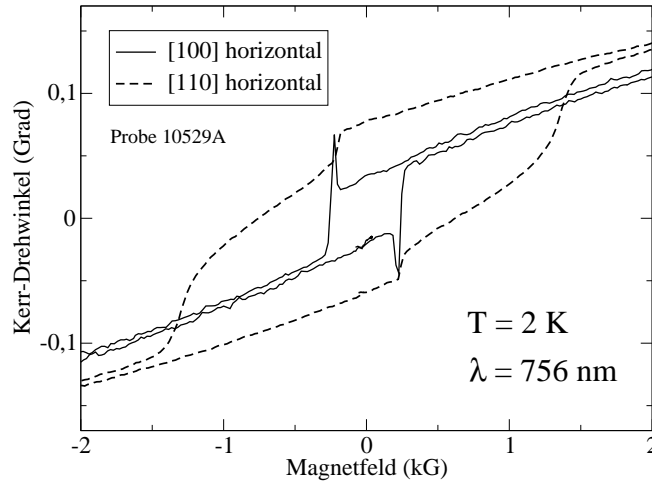


Abbildung 7.30: Vergleich der  $45^\circ$ -MOKE Messungen an einer „in-plane“-Probe. Gestrichelte Kurve: schwere  $[110]$ -Richtung horizontal, durchgezogene Kurve: leichte  $[100]$ -Richtung horizontal (Probe um  $45^\circ$  um Flächennormale gedreht).

In Analogie zu den von Hrabovsky *et al.* durchgeführten Simulationen entspricht die innere Hysterese jeweils der Orientierung der Magnetisierung entlang der leichten  $[100]$ -Richtung. Die Magnetisierung dreht sich bei relativ kleinen Feldstärken von etwa  $\pm 0.02$  kG aufgrund der Magnetfeld-Komponente, die in der Schichtebene liegt von der  $[100]$ -Richtung, die dazu einen Winkel von  $135^\circ$  einschließt in diejenige mit einem  $45^\circ$ -Winkel. Wird das Magnetfeld weiter erhöht (etwa  $\pm 0.2$  kG), so findet eine Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene statt, bis die Magnetisierung entlang der schweren  $[110]$ -Richtung liegt. Eine weitere Erhöhung des Feldes orientiert die Magnetisierung kontinuierlich in eine zu  $\vec{B}$  parallele Richtung.

Vergleicht man z.B. die in Abb. 7.28(a) gezeigte Hysterese mit der aus Abb. 7.29(a) (siehe Abb. 7.30), die beide mit dem gleichen Lichtweg gemessen wurden, so festigt dieser Vergleich die Annahme, dass es sich bei den inneren Hysteresen um eine Drehung der Magnetisierung von einer leichten Richtung zu einer anderen zu  $H$  günstiger liegenden leichten Richtung handelt. Die Breite der Hysterese aus Abb. 7.28(a) entspricht genau der Breite der inneren Hysterese aus Abb. 7.29(a).

Mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effektes bei einem Einfallswinkel des Lichts unter  $45^\circ$  zur Probenoberfläche ist es also möglich, eine Drehung der Magnetisierung

in der Schichtebene zu untersuchen, was mit dem polaren MOKE bei senkrechtem Lichteinfall nicht möglich ist. Durch das Anwenden verschiedener Messgeometrien können die einzelnen Drehprozesse der Magnetisierung unterschieden und zugeordnet werden.

## 7.6 Ergebnisse der Kohärenten Raman-Streuung

Da die GaMnAs-Epitaxieschichten so hoch p-dotiert waren, dass die Absorption durch die freien Ladungsträger zu stark war, um CSRS-Messungen in Transmission zu ermöglichen, mussten diese Messungen in Reflexion durchgeführt werden, was durch die gestrichelte Linie im Versuchsaufbau (Abb. 5.9) angedeutet ist. Lediglich die GaMnAs-Volumenproben besitzen eine hinreichend kleine Mangan-Konzentration, um Transmissionsmessungen zuzulassen. Allerdings erreichen diese Proben selbst bei sehr niedrigen Temperaturen aufgrund ihrer geringen Mangan-Gehalte nicht die ferromagnetischen Phase.

Es war nicht möglich selbst für eine Vielzahl an Kombinationen der Messparameter Temperatur  $T$ , Magnetfeld  $B$  oder Wellenzahldifferenz  $\Delta\omega$  der beiden Farbstofflaser ein CSRS-Signal an den Epitaxieschichten zu messen. Dagegen konnte an der Substratseite der Elektronen-Spin-Flip für verschiedene Magnetfeldwerte nachgewiesen werden. Das Ausbleiben eines Spin-Flip Signals der Elektronen an der Epitaxieschicht kann damit zusammenhängen, dass die durch Absorption erzeugten Elektronen wegen der großen Anzahl der verfügbaren Löcher größtenteils wieder rekombinieren, ohne einen Spin-Flip-Prozess ausgeführt zu haben.

Im Fall der Volumenproben war es möglich den Elektronen-Spin-Flip an den Proben ET86 und ET100 nachzuweisen. Diese Proben haben eine vom Probenhersteller angegebene Mangan-Konzentration von  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (ET86) bzw.  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (ET100). Um ein hinreichend gutes Transmissionssignal zu erhalten, mussten die Volumenproben bis auf etwa  $200 \text{ }\mu\text{m}$  dünn geschliffen werden.

Nach Gl. (5.22) ist die Raman-Verschiebung, die einem Spin-Flip-Übergang entspricht gegeben durch

$$\hbar(\omega_L - \omega_S) = g^* \mu_B B, \quad (7.8)$$

wobei  $g^*$  der effektive  $g$ -Faktor des untersuchten Materials ist. Trägt man die Raman-Verschiebung  $\Delta\omega = \omega_L - \omega_S$  über dem Magnetfeld  $B$  auf, so ergibt sich eine Gerade mit der Steigung  $g^* \mu_B / \hbar$  und man kann den effektiven  $g$ -Faktor bestimmen.

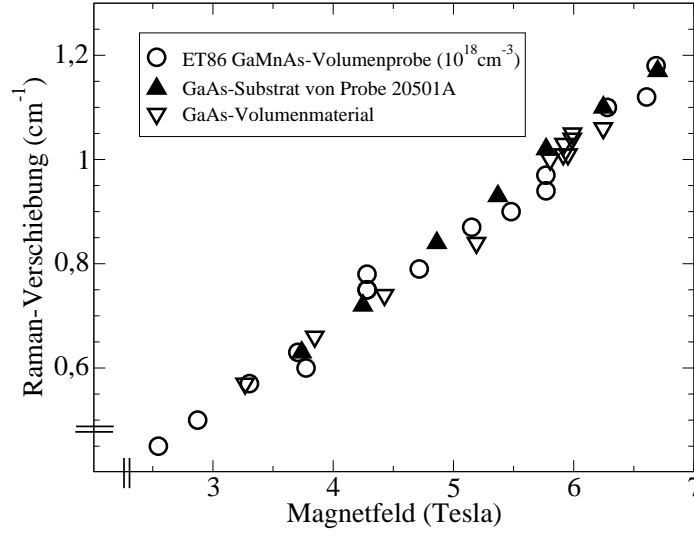


Abbildung 7.31: *Raman-Verschiebung in  $\text{cm}^{-1}$  (Position des Spin-Flip-Signals) als Funktion des angelegten Magnetfeldes für GaAs und GaMnAs. Gemessen bei 2 K.*

In Abb. 7.31 sind die Ergebnisse der Spin-Flip-Messungen an den Elektronen zusammengefasst. Die CSRS-Messungen am GaAs-Substrat von Probe 20501A wurden dabei in Rückwärtsrichtung aufgenommen. Man erkennt den durch Gl. (7.8) vorhergesagten linearen Zusammenhang, der sich zum Achsenursprung extrapoliert. Allerdings ist zwischen den GaMnAs-Volumenproben (ET86) und den GaAs-Proben im Rahmen der Messgenauigkeit kein Unterschied in den Steigungen oder den Achsenabschnitten erkennbar.

Die erwartete Änderung kann wie folgt abgeschätzt werden [70]:

$$\Delta_{Spin} = g^* \mu_B B + \frac{\alpha M}{g_{Mn} \mu_B / \mu_0} \quad (7.9)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta_{Spin}$  die Energie-Aufspaltung, bei der ein CSRS-Signal zu erwarten ist. Der zweite Term in Gl. (7.9) beschreibt die zusätzliche Aufspaltung aufgrund einer vorhandenen Magnetisierung.

Die Magnetisierung  $M$  kann für die untersuchte Volumenkristall-Probe mit  $10^{18}$  Mangan-Atomen pro  $\text{cm}^3$  abgeschätzt werden, indem die Sättigungsmagnetisierung der 1.4%-Probe von  $13.3 \text{ emu/cm}^3$  auf eine der Volumenkristall-Probe entsprechende Mangan-Konzentration von  $x = 0.002\%$  umgerechnet wird. Es ergibt sich dann eine Sättigungsmagnetisierung von  $M = 0.02 \text{ emu/cm}^3 = 20 \text{ A/m}$ . Damit würde die zusätz-

liche Aufspaltung aufgrund der Magnetisierung in Gl. (7.9) etwa 0.011 meV betragen, was einer Wellenzahldifferenz von  $0.08 \text{ cm}^{-1}$  entspricht. Diese ist allerdings experimentell schwer nachzuweisen.

Es existierte zwar eine Volumenkristall-Probe mit einem vom Probenhersteller angegebenen Mangan-Gehalt von  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , der eine zusätzlichen Aufspaltung im Spin-Flip-Signal von  $4 \text{ cm}^{-1}$  ergeben sollte. Allerdings war es an dieser Probe nicht möglich, auswertbare CSRS-Signale zu erhalten, so dass in Abb. 7.31 nur die Ergebnisse derjenigen Probe mit  $10^{18}$  Mangan-Atomen pro  $\text{cm}^3$  dargestellt sind



# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung von ferromagnetischen  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Epitaxieschichten. Der Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungsmethoden lag dabei auf dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE).

Durch das Einbringen von Mangan in den Halbleiter GaAs entsteht der Legierungskristall  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , wobei dreiwertige Gallium-Atome teilweise durch Mangan ersetzt werden. Dabei werden die beiden 4s-Elektronen des Mangan-Atoms zur Bindung herangezogen, so dass ein Loch pro eingebautem Mangan-Ion zur p-Dotierung des GaMnAs-Halbleiters beiträgt.

Für Mangan-Konzentrationen unterhalb von 1% ist GaMnAs paramagnetisch, bei höheren Mangan-Gehalten findet man ferromagnetische Ordnung in dem GaMnAs-Halbleiter. Allerdings ist es aufgrund der geringen Löslichkeit von Mangan in GaAs nur mit Kristall-Wachstumsmethoden wie der Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) möglich, Mangan in höherer Konzentration homogen verteilt einzubauen, da sich beim MBE-Wachstum die Probe nicht im thermischen Gleichgewicht befindet. Mit Hilfe der MBE-Technologie können Mangan-Konzentrationen bis zu 10% erreicht werden, ohne ungewollte Kristallfehler oder MnAs-Ausscheidungen in Kauf nehmen zu müssen.

Die magnetischen Momente der Mangan-Ionen wechselwirken mit den Spins der Löcher, welche wiederum die Orientierung der magnetischen Momente der Mangan-Ionen beeinflussen. Auf diese Weise entsteht eine indirekte, durch die Löcher vermittelte magnetische Austausch-Wechselwirkung der Mangan-Spins untereinander, welche als RKKY-Wechselwirkung bezeichnet wird.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Epitaxieschichten wiesen Mangan-Konzentrationen von 1.4% bis 8.5% und GaMnAs-Schichtdicken von 90 nm bis zu

4.0  $\mu\text{m}$  auf und wurden entlang der  $[001]$ -Richtung gewachsen.

Wird eine GaMnAs-Epitaxieschicht auf GaAs aufgebracht, so ist diese durch ihre größere Gitterkonstante verspannt und die leichte Richtung der Magnetisierung liegt in der Schichtebene, weshalb diese Proben als „in-plane“-Proben in dieser Arbeit bezeichnet werden. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass die leichte Richtung entlang der  $[100]$  bzw.  $[010]$ -Richtung liegt.

Beim Aufwachsen der GaMnAs-Epitaxieschicht auf GaInAs führt die im Verhältnis zu GaInAs kleinere Gitterkonstante von GaMnAs zu einer Dehnung der GaMnAs-Schicht, was zu einer Orientierung der leichten Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene führt, weshalb diese Probentypen als „out-of-plane“-Proben bezeichnet werden.

Außerdem lagen von einigen Proben auch thermisch nachbehandelte, sogenannte „getemperte“ Stücke vor. Der Prozess des Temperns heilt etwaige Fehlstellungen von Mangan-Ionen aus, so dass die für den ferromagnetischen Austausch wichtige Ladungsträgerdichte vergrößert wird und dadurch z.B. die Curie-Temperatur im Vergleich zu den unbehandelten Proben erhöht werden kann.

Der zur Untersuchung angewendete magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) beschreibt die Drehung der Lichtpolarisation von linear polarisiertem Licht bei Reflexion von einer magnetisierten Oberfläche. Das Magnetfeld war senkrecht zur Schicht orientiert. Die Messungen des MOKE wurde ergänzt durch Messungen des magnetischen Zirkular-Dichroismus (MCD), der den Unterschied der Reflektivitäten von rechts- und links-zirkular polarisiertem Licht angibt.

Die benutzte Messmethode, die auf einer periodischen Modulation der Polarisation des Messlichts beruht, gestattete es, Drehwinkel mit einer durch das Rauschen begrenzten Auflösung bis hinab zu  $0.01^\circ$  zu messen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden der Kerr-Drehwinkel und die MCD-Werte entweder als Funktion des angelegten Magnetfeldes bei Verwendung einer festen Lichtwellenlänge oder als Funktion der Lichtwellenlänge bei einem festen äußeren Magnetfeld aufgezeichnet.

Die magnetfeldabhängigen Kerr-Messungen an den „out-of-plane“-Proben zeigen eine Hysterese, die um dem Ursprung bei  $B=0$  lokalisiert ist. Dies zeigt, dass die Richtung der Magnetisierung beim Durchlaufen der Hysterese um  $180^\circ$  von der einen senkrecht zur Schicht orientierten Richtung in die andere umklappt.

Die Messungen an den „in-plane“-Proben dagegen zeigen zwei Hysteresen, die symmetrisch bei endlichen Magnetfeldwerten liegen und durch einen linearen, hysteresefreien Verlauf gekennzeichnet sind.



freien Bereich mit positiver Steigung getrennt sind. Der lineare Bereich entspricht einem Drehen der magnetischen Momente entgegen der leichten Richtung aus der Schicht heraus bis zu einem kritischen Magnetfeld. Wird dieses kritische Feld überschritten, so klappen die magnetischen Momente senkrecht zur Schichtebene und die Magnetisierung ist gesättigt.

Aus den Magnetfeldwerten, bei denen die Momente herausklappen, können die kubischen Anisotropie-Konstanten  $K_1$  für die „in-plane“-Proben bestimmt werden.

Während aus den Hysterese-Kurven Informationen über die Anisotropie oder die Curie-Temperatur gewonnen werden können, ist es möglich mit Hilfe der Kerr- und MCD-Spektren Probenparameter wie Austausch-Konstanten von Leitungs- und Valenzband, Oszillatorstärken, Ladungsträgerdichten oder Energielücken zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde ein Modell für die dielektrischen Funktion entwickelt, das auf einem parabolischen Bandmodell beruht. Aufgrund der spontanen Magnetisierung der ferromagnetischen GaMnAs-Proben existiert eine Spinaufspaltung des Leitungsbandes (CB), des „Split-Off“ Bandes (SO) und der beiden Valenzbänder der schweren (HH) und leichten (LH) Löcher, was zu unterschiedlichen Übergangsenergien für rechts und links-zirkular polarisiertes Licht führt. Diese Übergangsenergien für beide Helizitäten gehen in die dielektrische Funktion ein, aus der der Kerr-Drehwinkel berechnet werden kann.

Durch die Anpassungsrechnungen an die Spektren ist es möglich, über die Variation der oben erwähnten Probenparameter Kerr- und MCD-Messungen mit einem identischen Parametersatz anzupassen, und das zu Grunde liegende Bandmodell zu bestätigen.

Eines der Hauptergebnisse aus den Anpassungsrechnungen ist die Bestimmung des Vorzeichens des Austausch-Integrals  $N_0\beta$  im Valenzband, worüber bisher in der Literatur noch große Unklarheit herrschte. Die hier vorliegende Arbeit zeigt, dass  $N_0\beta$  positiv ist, und somit ein ferromagnetischer Austausch zwischen den magnetischen Momenten der Mangan-Ionen und den Löchern im Valenzband vorliegt.

Ergänzende Messungen des Kerr-Effektes bei einem Lichteinfall unter  $45^\circ$  ermöglichen es, die Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene zu beobachten, was mit dem Kerr-Effekt bei senkrechtem Lichteinfall nicht möglich gewesen wäre.

Die benutzten Messmethoden erwiesen sich als hervorragend geeignet zur umfassenden Charakterisierung des ferromagnetischen Halbleitersystems GaMnAs. Obwohl das zur theoretischen Beschreibung der Beobachtungen benutzte Modell Effekte der Nicht-Parabolizität der Energiebänder vernachlässigt, erwies es sich trotz der hohen

Dichte freier Ladungsträger als leistungsfähiges Werkzeug zur Simulation der gemessenen Spektren.

# Kapitel 9

## Abstract

The ferromagnetic state of thin  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $0.014 \leq x \leq 0.085$ ) layers on GaAs substrates is investigated by polar magneto-optical Kerr effect (MOKE) and reflectance magneto-circular dichroism (MCD) studies. Temperatures ranged between 1.9 K and 100 K. Magnetic fields ranging from -5 to +5 kOe were applied normal to the layer plane.

A parabolic interband dielectric function model that includes the heavy-hole, light-hole and split-off valence bands, as well as the finite Moss-Burstein shift was developed for analyzing both MOKE and MCD. The occupation of the spin-split valence bands is taken into account by explicitly including the Fermi level for holes. For the exchange interaction between manganese spins and hole carriers a mean field approach as common in diluted magnetic semiconductors was used. Fits to the experimental data yielded a conduction band exchange parameter  $N_0\alpha = 0.22 - 0.33$  eV and a hole exchange parameter  $N_0\beta$  varying between 0.6 and 2.3 eV, depending on the hole concentration and on the Mn content. These magnitudes are close to those familiar from II-VI-DMSs, but the sign of  $N_0\beta$  is reversed with respect to the II-VI case. That means, there is a ferromagnetic local exchange between Mn-spins and free holes in the GaMnAs system. The quantitative wavelength-dependent ( $\lambda = 550 - 950$  nm) analysis of MOKE and MCD spectra for all samples regarding that the band-parameters should not deviate significantly from the GaAs-values, lead to the introduction of a dispersionless level in the conduction band of GaMnAs. The physical nature of such a level could not be identified by our simplified model, but we note that a high-density-of-states level in the conduction band of GaMnAs has been theoretically predicted recently. The hysteresis measurements allowed us to determine Curie temperatures, coercivities and the cubic anisotropy constants. The hole concentrations fitted to

MOKE and MCD spectra are more precise than magneto-transport data due to the difficulty in interpreting experimental magneto-transport measurements arising from anomalous Hall effect.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. Moore, Electronics **38**(8) (1965).
- [2] H. Ohno, J. Magn. Mater. **200**, 110–129 (1999).
- [3] A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl und Y. M. d'Aubigné, Phys. Rev. Lett. **79**, 511 (1997).
- [4] H. Ohno, Science **281**, 951–956 (1998).
- [5] M. Oestreich, M. Bender, J. Hübner, D. Hägele, W. W. Rühle, T. Hartmann, P. J. Klar, W. Heimbrod, W. Lampalzer, K. Volz und W. Stolz, Semicond. Sci. Technol. **17**, 285–297 (2002).
- [6] L. Berger. *Semiconductor Materials*. CRC Press, (1997).
- [7] J. Chelikowsky und M. L. Cohen, Phys. Rev. B (1976).
- [8] O. Madelung. *Semiconductors-Basic Data*. Springer-Verlag, (1996).
- [9] Landolt-Börnstein. *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*. Springer-Verlag, (1982).
- [10] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 7th. Ausgabe, (1996).
- [11] X. Liu, *Thin Semiconductor alloy Films: Fabrication and Physical Properties*, Doktorarbeit, University of Notre Dame, (2002).
- [12] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto und Y. Iye, Appl. Phys. Lett. **69**, 363–365 (1996).
- [13] G. Schott, W. Faschinger und L. Molenkamp, Appl. Phys. Lett. **79**, 1807–1809 (2001).

- [14] C. Hurd. *The Hall Effect in Metals and Alloys*. Plenum Press, New York - London, (1972).
- [15] S. Yuldashev, H. Jeon, H. Im, T. Kang, S. Lee und J. Furdyna, Phys. Rev. B **70**(193203) (2004).
- [16] J. Furdyna und J. Kossut, Herausgeber. *Semiconductors and Semimetals*, Band 25. Academic Press, (1988).
- [17] V. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Däweritz und K. Ploog, Phys. Rev. B **66** (2002).
- [18] A. Twardowski, Mat. Sci. Eng. B **63**, 96–102 (1999).
- [19] J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening, M. Baeumler und F. Köhl, Phys. Rev. Lett. **59**(2), 240–243 (1987).
- [20] R. Chapman und W. Hutchinson, Phys. Rev. Lett **18**, 443 (1967).
- [21] M. Linnarsson, E. Janzén und B. Monemar, Phys. Rev. B **55**(11), 6938–6944 (1997).
- [22] T. Wojtowicz, J. Furdyna, X. Liu, K. Yu und W. Walukiewicz, Physica E **25**, 171–180 (2004).
- [23] J. Blinowski und P. Kacman, Phys. Rev. B **67**, 121204 (2003).
- [24] H. Ohno und F. Matsukura, Solid State Commun. **117**, 179–186 (2001).
- [25] H. Shimizu, T. Hayashi, T. Nishinaga und M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **74**(3), 398–400 (1998).
- [26] A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo, M. Hirasawa, Y. Iye, F. Matsukura, A. Shen, Y. Sugawara und H. Ohno, Physica B Seiten 249–251 (1998).
- [27] C. Timm, F. Schäfer und F. von Oppen, Phys. Rev. Lett. **89**(13), 137201 (2002).
- [28] S. Katsumoto, T. Hayashi, Y. Hashimoto, Y. Iye, Y. Ishiwata, M. Watanabe, R. Eguchi, T. Takeuchi, Y. H. S. Shin und K. Hirakawa, Mat. Sci. Eng. **84**(88) (2001).
- [29] Y. Satoh, D. Okazawa, A. Nagashima und J. Yoshino, Physica E **10**, 196–200 (2001).

- [30] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert und D. Ferrand, Science **287**(1019) (2000).
- [31] S. Lee, S. J. Chung, I. S. Choi, S. U. Yuldeshev, H. Im, T. Kang, W.-L. Lim, Y. Sasaki, X. Liu, T. Wojtowicz und J. K. Furdyna, J. Appl. Phys. **93**(10), 8307–8309 (2003).
- [32] X. Liu, Y. Sasaki und J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **67**, 205204 (2003).
- [33] M. Abolfath, T. Jungwirth, J. Brum und A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **63**(054418) (2001).
- [34] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, Y. Sasaki und J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **65**(201303(R)) (2002).
- [35] S. J. Potashnik, K. C. Ku, S. H. Chun, J. J. Berry, N. Samarth und P. Schiffer, Appl. Phys. Lett. **79**(1495) (2001).
- [36] P. Lorrain, D. R. Corson und F. Lorrain. *Elektromagnetische Felder und Wellen*. Walter de Gruyter - Berlin - New York, (1995).
- [37] E. Jäger und R. Perthel. *Magnetische Eigenschaften von Festkörpern*. Akademie Verlag, (1996).
- [38] C. Stoner und E. P. Wohlfarth, Philos. Trans. A **240**(599) (1948).
- [39] M. A. Ruderman und C. Kittel, Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- [40] T. Kasuya, Prog. Theor. Phys. **45** (1956).
- [41] K. Yosida, Phys. Rev. **106**(893) (1957).
- [42] L. Landau und E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
- [43] C. Kittel, Phys. Rev. **70**(11) (1946).
- [44] E. Kneller. *Ferromagnetismus*. Springer-Verlag, (1962).
- [45] M. Averous und M. Balkanski, Herausgeber. *Semimagnetic Semiconductors and Diluted Magnetic Semiconductors*. Plenum Press, New York - London, (1991).
- [46] T. Hartmann, M. Lampalzer, W. Stolz, K. Megges, J. Lorberth, P. Klar und W. Heimbrodt, Thin Solid Films **364**(209) (00).

- [47] J. Szczytko, W. Mac, A. Stachow, A. Twardowski, P. Becla und J. Tworzydło, Solid State Commun. **99**(927) (1996).
- [48] T. Dietl, H. Ohno und F. Matsukura, Phys. Rev. B **63**(195205) (2001).
- [49] J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi und M. Tanaka, Phys. Rev. B **58**(R4211) (1998).
- [50] J. Szczytko, W. Bardyszewski und A. Twardowski, Phys. Rev. B **64**(075306) (2001).
- [51] R. Lang, A. Winter, H. Pascher, H. Krenn, X. Liu und J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **72**(024430) (2005).
- [52] S. Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*. John Wiley & Sons, (1992).
- [53] F. Wooten. *Optical Properties of Solids*. Academic Press, (1972).
- [54] M. Pohlt. *Diplomarbeit*. Universität Bayreuth, (1995).
- [55] S. Sugano und N. Kojima. *Magneto-Optics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (2000).
- [56] R. Nies und F. R. Kessler, Phys. Stat. Sol. (A) **639** (1989).
- [57] A. K. Zvezdin und V. A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Institute of Physics Publishing, (1997).
- [58] A. Winter. *persönliche Mitteilung*.
- [59] H. Pascher. *Habilitation*. Universität Würzburg, (1983).
- [60] R. Rupprecht. *Dissertation*. Universität Bayreuth, (1998).
- [61] A. Winter. *Programm zur Berechnung verschiedener magneto-optischer Effekte in Halbleitern: kerrmcdfit*. Universität Bayreuth, (2005).
- [62] U. Welp, V. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J. Furdyna und T. Wojtowicz, Phys. Rev. Lett. **90**(16), 167206 (2003).
- [63] M. Sawicki. Proceedings of the 2nd international conference on physics and applications of spin related phenomena in semiconductors. IOP, Wuerzburg, (2002).



- [64] P. D. H. Krenn. *persönliche Mitteilung*.
- [65] S. D. Sarma, E. Hwang und A. Kaminski, Phys. Rev. B **67**, 155201 (2003).
- [66] D. Ruzmetov, J. Scherschligt, D. V. Baxter, T. Wojtowicz, X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, K. M. Yu und W. Walukiewicz, Phys. Rev. B **69**(155207) (2004).
- [67] J. Szczytko, W. Mac, A. Twardowski, F. Matsukura und H. Ohno, Phys. Rev. B **59**(12935) (1999).
- [68] L. M. Sandratskii und P. Bruno, Phys. Rev. B **66**(134435) (2002).
- [69] D. Hrabovsky, E. Vanelle, A. R. Fert, D. S. Yee, J. P. Redoules, J. Sadowski, J. Kanski und L. Ilver, Appl. Phys. Lett. **81**(15), 2806–2808 (2002).
- [70] A. K. Ramdas und S. Rodriguez, Semiconductors and Semimetals, Vol. 25 (1988).



# Danksagung

Dem, der Himmel und Erde geschaffen hat, dem dreieinigen Gott in Jesus Christus, sei Lob und Preis und Dank!

Während meiner Studien- und Promotionszeit durfte ich seine Führung immer wieder erfahren, nicht zuletzt auch durch Menschen, die er mir während dieser Zeit an meine Seite stellte.

Allen voran gilt mein großer Dank Herrn Prof. Dr. Pascher, der durch seinen unermüdlichen Einsatz bei experimentellen sowie theoretischen Problemen und eine angenehme Arbeitsatmosphäre sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Bei Herrn Prof. Dr. Heinz Krenn von der Karl-Franzens-Universität in Graz möchte ich mich bedanken, da ohne sein theoretisches Know-How das zur Auswertung der experimentellen Ergebnisse verwendete Anpassungsprogramm nie entstanden wäre. Große Teile dieser Arbeit wären ohne seine intensiven Bemühungen nicht möglich gewesen.

Herr Dipl. Phys. Andreas Winter gilt mein Dank für die hilfreichen Diskussionen. Außerdem hat er durch seine Programmierkenntnisse das verwendete Auswertprogramm zu einer fast kommerziellen Perfektion gebracht.

Ein großer Dank gilt auch den Mitarbeitern am Lehrstuhl EPI, die durch ihr kollegiales Verhalten das Arbeiten sehr bereichert haben.

Der Mechanik- und Elektronik-Werkstatt möchte ich meinen Dank aussprechen, genauso wie den Mitarbeitern der Helium-Ausgabe, die einen nicht zu ersetzenden und wesentlichen Beitrag zum Gelingen des experimentellen Teiles dieser Arbeit geleistet haben.

Weiterhin bedanke ich mich bei der Deutschen Forschungs Gemeinschaft für die finanzielle Unterstützung.

Nicht zuletzt gilt mein tiefer Dank meinen Eltern, die mich immer während meiner Studien- und Promotionszeit unterstützten und mir Halt gaben - ohne sie wäre diese Arbeit nie entstanden.

GOTT SPRICHT: „ICH LASSE DICH NICHT FALLEN UND VERLASSE DICH NICHT.“  
(Josua 1,5)

